



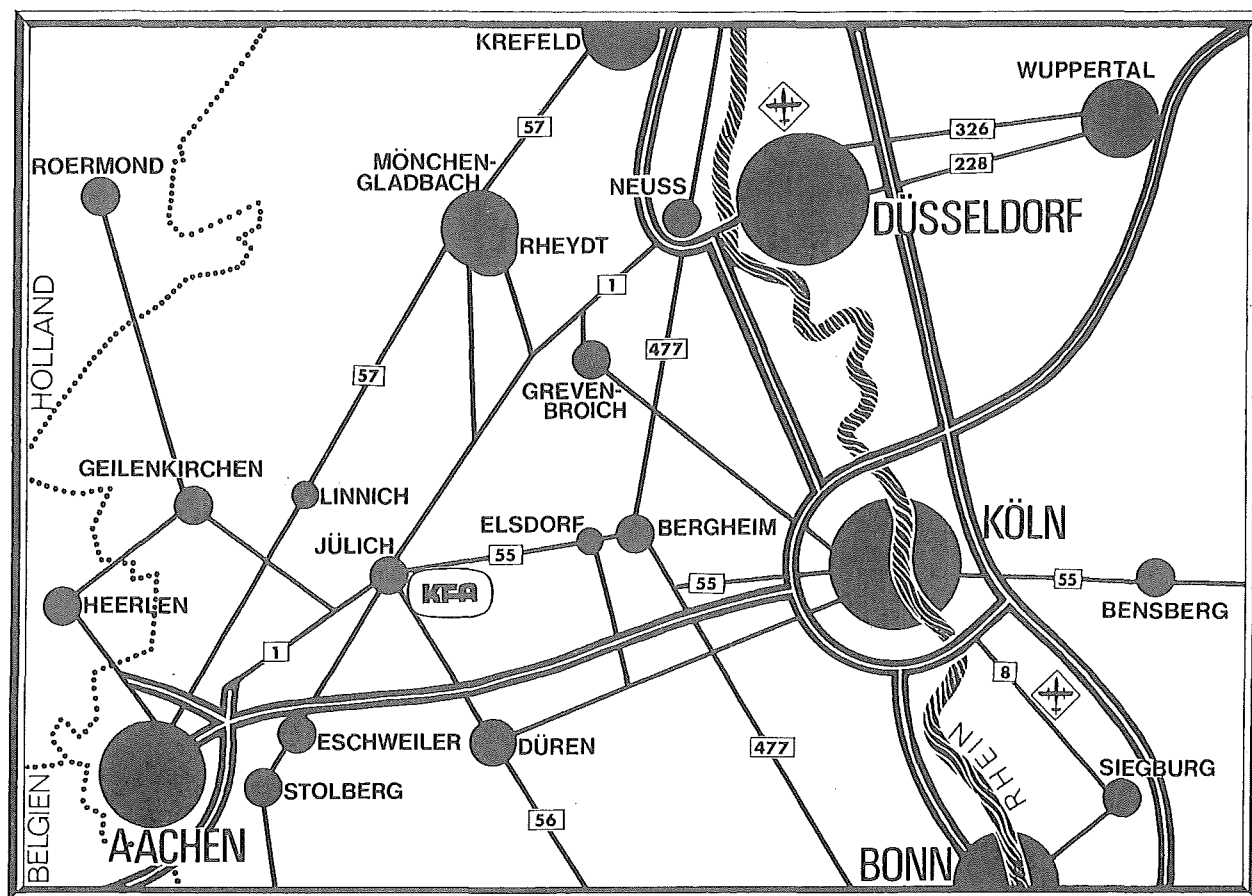
KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH
GESELLSCHAFT MIT BESCHRÄNKTER HAFTUNG
Institut für Reaktorentwicklung

**Untersuchungen über thermodynamische
Transienten
im Core eines Hochtemperatur-Reaktors**

von
J. Singh

**Jül - 937 - RG
März 1973**

Als Manuskript gedruckt



Berichte der Kernforschungsanlage Jülich - Nr. 937

Institut für Reaktorentwicklung Jül - 937 - RG

Dok.: High Temperature Reactor - Reactor Core
 High Temperature Reactor - Thermodynamics
 High Temperature Reactor - Transient
 Reactor Core - Transient
 Reactor Core - Convection
 Reactor Core - High Temperature Reactor

Im Tausch zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH,
 Jülich, Bundesrepublik Deutschland

**Untersuchungen über thermodynamische
Transienten
im Core eines Hochtemperatur-Reaktors**

von
J. Singh

STUDIES ON THERMODYNAMIC TRANSIENTS IN THE CORE OF A HIGH-TEMPERATURE REACTOR

by
Jasbir Singh

ABSTRACT

Transients in the reactors of HTR-GT and HTR-PW plants in connection with afterheat removal and with power changes have been studied in this work. A suitable calculating model for the solution of these problems has been given, which is based upon unsteady heat conduction in the fuel elements and quasi one-dimensional flow in the cooling medium circuit.

For the HTR-GT plant parameter-studies with the two afterheat removal systems have been done which are based upon natural and forced convection and use the water-cooled liner made as ribbs cooler for heatsink. From these it comes out that the natural convection for the afterheat removal for all high-temperature reactors is not an ideal solution, because in the cooled upper half of the core a high temperature rise due to the reversal of flow and the temperature equalization takes place which is dangerous for the steel components. Further one comes to the conclusion that an amount of about 1.5 % of the thermal reactor power must be removed with the forced convection after reactor shutdown, when an increase of the maximum temperature in the core under 100 °C has to be granted. Moreover these studies show that a recuperative heat exchanger in the circuit of afterheat removal system is not an absolute necessity.

For the HTR-PW plant calculations have been done to show whether a primary circuit under definitely given conditions for the afterheat removal is sufficient when a break of the concentric duct between core and heat exchanger takes place. The studies show that with the protective gas N₂ the afterheat removal with the available primary circuit even by system pressure of 1 bar is granted, when the following conditions can be fulfilled: By the break of the concentric duct no flow separation before the core takes place; an increase of the maximum temperature in the core up to 70 °C has been allowed; inset of the cooling within 20 min after reactor shutdown has been granted.

Power changes on the turbine of HTR-GT plant can be quickly accomplished through mass flow changes owing to the by-pass or pressure level control because of the sluggish thermal behaviour of the core.

UNTERSUCHUNGEN ÜBER THERMODYNAMISCHE TRANSIENTEN IM CORE EINES HOCHTEMPERATUR-REAKTORS

von
Jasbir Singh

KURZFASSUNG

In der Arbeit wurden transiente Vorgänge in Reaktoren von HTR-GT- und HTR-PW-Anlagen im Zusammenhang mit der Nachwärmeabfuhr und mit Laständerungen untersucht. Ein zur Lösung der Aufgaben geeignetes Rechenmodell, dem eine instationäre Wärmeleitung in den Brennelementen und eine quasistationäre eindimensionale Kühlmittelströmung im Kreislauf zugrunde gelegt wird, wurde angegeben.

Bei der HTR-GT-Anlage sind Parameterstudien durchgeführt für die zwei Nachwärmeabfuhrsysteme, die auf der Natur- und erzwungenen Konvektion basieren und als Wärmesenke den als Rippenkühler ausgebildeten wassergekühlten Liner verwenden. Daraus ergibt sich, daß die Naturkonvektion für die Nachwärmeabfuhr für alle Hochtemperaturreaktoren keine ideale Lösung darstellt, weil in der oberen kälteren Corehälfte eine große Temperatursteigerung infolge Strömungsumkehrung und Temperatúrausgleich stattfindet, die eine Gefährdung der Stahlkomponenten darstellt. Außerdem stellt sich heraus, daß ein Betrag von ungefähr 1,5 % der thermischen Reaktorleistung mit erzwungener Konvektion nach dem Abschalten des Reaktors abgeführt werden muß, wenn eine Erhöhung der Maximaltemperatur im Core unter 100 °C zu gewährleisten ist. Die Untersuchungen zeigen weiterhin, daß ein rekuperativer Wärmetauscher im Nachwärmeabfuhrsystem nicht unbedingt notwendig ist.

Für die HTR-PW-Anlage wurde berechnet, ob ein Primärkreislauf für die Nachwärmeabfuhr unter angegebenen bestimmten Bedingungen ausreichend ist, wenn ein Bruch der Koaxialleitung zwischen Core und Wärmetauscher vorliegt. Die Untersuchungen zeigen, daß mit dem Schutzgas N₂ die Nachwärmeabfuhr mit dem zur Verfügung stehenden Primärkreislauf auch beim Systemdruck von 1 bar gewährleistet ist, wenn die folgenden Bedingungen erfüllt werden: Es findet keine Strömungsteilung vor dem Core beim Bruch einer Koaxialleitung statt; eine Erhöhung der Maximaltemperatur im Core bis zu ca. 70 °C ist zulässig; Einsatz der Kühlung innerhalb 20 min nach der Reaktorabschaltung ist gewährleistet.

Leistungsänderungen an der Turbine durch Massenstromänderungen infolge der Bypass- bzw. Druckpegelregelung können aufgrund des trägen thermischen Verhaltens des Cores bei der HTR-GT-Anlage sehr schnell bewältigt werden.

Inhaltsverzeichnis

1.	Einleitung	1
2.	Beschreibung der Spezifikationen verschiedener Anlagenkonzepte	5
3.	Theoretische Grundlagen	14
3.1	Aufstellung des Rechenmodells	14
3.1.1	Allgemeines und Annahmen	14
3.1.2	Temperaturverteilung in den Brennelementen	15
3.1.3	Temperaturverteilung im Kühlmittelkreislauf	20
3.1.3.1	Allgemeine Gleichungen	20
3.1.3.2	Quasi-Stationäres Strömungsmodell	22
3.2	Lösung des Rechenmodells	24
3.2.1	Allgemeines	24
3.2.2	Aufbau der Maschenpunkteinteilung	26
3.2.3	Temperaturen an den Maschenpunkten des Festkörpers	28
3.2.4	Temperaturen an den Maschenpunkten im Kühlmittelkreislauf	35
3.2.4.1	Core	36
3.2.4.2	Kühler	38
3.2.4.3	Bestimmung der Kühlgaseintrittstemperatur im Core	38
3.2.5	Berechnung des Druckverlustes und des Massenstroms im Kühlkreislauf	39
3.2.5.1	Offener Kreislauf	39
3.2.5.2	Geschlossener Kreislauf	41
3.3	Aufbau des verwendeten Programms	45
4.	Stationärer Zustand im Core beim Normalbetrieb	47
5.	Das Transienten-Verhalten nach dem Abschalten des Reaktors	54
5.1	Allgemeines	54

	Seite
5.2	Zeitliche Änderung der Nachwärmeproduktion im Core nach dem Abschalten des Reaktors
	54
5.3	Nachwärmeabfuhr aus dem Core der HTR-GT-Anlage
	60
5.3.1	Kühlung mittels Naturkonvektion
	61
5.3.2	Kühlung mittels erzwungener Konvektion
	71
5.4	Nachwärmeabfuhr aus dem Core der HTR-PW-Anlage
	84
5.5	Verzögerungszeit bis zum Einsatz der Kühlung
	91
5.6	Zeitliche Änderung der Coretemperaturen nach Reaktorabschaltung bei der HTR-GT-Anlage bei vollem Massendurchsatz
	98
5.7	Zulässige Coretemperaturen bei den HTR-Anlagen nach der Reaktorabschaltung
	100
6.	Das Transienten-Verhalten im Core der HTR-GT- Anlage bei der Laständerung
	104
7.	Zusammenfassung
	110
Anhang A	Darstellung der temperaturabhängi- gen Variablen
	114
Anhang B	Geometrische Größen
	121
Anhang C	Temperaturen im Rippenmaterial
	123
Symbole und Indizes	126
Literaturverzeichnis	129

VERZEICHNIS DER ABBILDUNGEN

	Seite
Abb. 1 Darstellung des Kühlkreislaufes für die Nachwärmeabfuhr einer HTR-GT-Anlage	6
Abb. 2 Prozeßwärme-Reaktor (Schematische Anordnung) (PR 500)	12
Abb. 3 Schematische Darstellung zum Aufbau des Rippenkühlers	7
Abb. 4 Schematische Darstellung der betrachteten HTR-Brennelemente	9
Abb. 5 Schematische Darstellung des Maschenpunkteinteilungs-Modells	27
Abb. 6 Blockdiagramm des verwendeten Programms	46
Axiale Verteilungen der Leistungsdichte (sinusförmig) und der Temperaturen:	
Abb. 7 für HTR-GT-Anlage mit prismatischen Brennelementen	51
Abb. 8 für HTR-GT-Anlage mit kugelförmigen Brennelementen	51
Axiale Verteilungen der Leistungsdichte (OTTO-Prinzip) und der Temperaturen:	
Abb. 9 HTR-GT-Anlage mit kugelförmigen Brennelementen	52
Abb. 10 HTR-PW-Anlage mit kugelförmigen Brennelementen	52
Zeitliche Änderung der Nachwärmeproduktion:	
Abb. 11 für bestimmte Reaktorbetriebsdauer	57
Abb. 12 für bestimmte Leistung vor dem Abschalten	59
Mittlere zeitabhängige Temperaturverteilungen in Corematerialien bei Strömungsumkehr infolge Naturkonvektion:	
Abb. 13 für kugelförmige Brennelemente mit einer sinusförmigen axialen Leistungsdichteverteilung	65
Abb. 14 für prismatische Brennelemente mit einer sinusförmigen axialen Leistungsdichteverteilung	67

Abb. 15	für kugelförmige Brennelemente mit einer axialen Leistungsdichteverteilung nach dem OTTO-Prinzip	69
Mittlere zeitabhängige Temperaturverteilung in Corematerialien während der Nachwärmeabfuhr mittels erzwungener Konvektion:		
Abb. 16	für kugelförmige Brennelemente mit einer sinusförmigen axialen Leistungsdichteverteilung	73
Abb. 17	für prismatische Brennelemente mit einer sinusförmigen axialen Leistungsdichteverteilung	75
Abb. 18	für kugelförmige Brennelemente mit einer axialen Leistungsdichteverteilung nach dem OTTO-Prinzip	76
Abb. 19	Zeitliche Änderung der Oberflächentemperatur des oberen Reflektors	79
Abb. 20	Maximale Lineroberflächentemperatur an der Kühlereintrittseite	80
Abb. 21	Druckverlust im Nachwärmeabfuhrkreislauf bei erzwungener Konvektion	80
Abb. 22	Mittlere zeitabhängige Temperaturverteilungen in Corematerialien während der Nachwärmeabfuhr mit dem primären Kühlkreislauf	88
Abb. 23	Mittelwerte der Maximaltemperaturen in Corematerialien während der Nachwärmeabfuhr bei der HTR-PW-Anlage bei sofortigem Einsatz der Kühlung	89
Abb. 24	Temperaturausgleich im Kugel-Brennelement während der Nachwärmeproduktion ohne Kühlung	92
Abb. 25	Mittelwerte der Maximaltemperaturen in Corematerialien während der Nachwärmeproduktion bei der HTR-GT-Anlage	94
Abb. 26	Mittelwerte der Maximaltemperaturen in Corematerialien während der Nachwärmeproduktion bei der HTR-PW-Anlage bei verzögertem Einsatz der Kühlung	96

		Seite
Abb. 27	Zeitliche Änderung der Coretemperaturen bei Abschaltung des Reaktors und Aufrechterhaltung des vollen Massenstroms	99
Abb. 28	Temperaturverteilungen in Corematerialien während der Nachwärmeproduktion bei der HTR-PW-Anlage ohne Wärmeaustausch zwischen den Brennelementen	101
Abb. 29	Zeitliche Änderung der abgeführten Wärmemenge und der Gasaustrittstemperatur aus dem Core der HTR-GT-Anlage bei einer 10%igen Reaktorleistungserhöhung.	105
Abb. 30	Temperaturverteilungen im Kugelbrennelement einer Axialzone	107
Abb. 31	Dynamische Zähigkeit als Funktion der Temperatur	114
Abb. 32	Spezifische Wärme als Funktion der Temperatur	115
Abb. 33	Wärmeleitfähigkeit als Funktion der Temperatur	115
Abb. 34	Prandtlzahl als Funktion der Temperatur	116
Abb. 35	Spezifische Wärme als Funktion der Temperatur	117
Abb. 36	Wärmeleitfähigkeit als Funktion der Temperatur	117
Abb. 37	Nußelt-Zahl als Funktion der Reynoldszahl	119
Abb. 38	Reibungsbeiwert als Funktion der Reynoldszahl	120

1. Einleitung

In der BRD und in einigen anderen Ländern werden Entwicklungsarbeiten auf dem Gebiet der Hochtemperaturreaktoren durchgeführt. Aufbauend auf diesen Entwicklungsarbeiten und auf Bau- und Betriebserfahrungen der Versuchsreaktoren AVR, Dragon und Peach Bottom werden in der BRD der THTR mit kugelförmigen Brennelementen und in den USA der Fort St. Vrain mit prismatischen Brennelementen errichtet. Diesen beiden Kernkraftwerken liegt gemeinsam zugrunde, daß die vom Kühlmittel beim Durchströmen des Cores aufgenommene Wärme in den Dampferzeugern an einem Wasser-Dampf-Kreislauf übertragen wird (Zweikreisanlage) und daß der Reaktorkern einschließlich Primärkühlkreislauf, sowie das Dampferzeugersystem in einem Spannbetonbehälter untergebracht sind (Integrierte Bauweise). Der Wasser-Dampf-Kreislauf (Sekundärsystem) durchdringt diesen Spannbetonbehälter.

Eine Weiterentwicklung der Hochtemperaturlinie mit erhöhtem wirtschaftlichen Potential wird einmal in der Anwendung einer Helium-Gasturbine in direktem Kreislauf mit dem Hochtemperaturreaktor (HTR-GT-Anlage) und andererseits in der Erzeugung von Prozeßwärme durch den Hochtemperaturreaktor (HTR-PW-Anlage) gesehen. Bei einer HTR-GT-Anlage wird das Kühlgas Helium nach Erwärmung im Core direkt in die Gasturbine für die Energieumwandlung geleitet. Danach strömt das Kühlgas durch Rekuperator, Kühler, Verdichter, nochmals Rekuperator und anschließend in das Core zurück. Eine HTR-PW-Anlage ist grundsätzlich auch eine Zweikreisanlage, bei der der Dampferzeuger eventuell durch einen Chemiereaktor ersetzt werden kann. Für diese beiden Anlagen werden unter anderem Studien in nichtintegrierter Bauweise durchgeführt, bei denen nur der Reaktor einschließlich seiner Einbauten im Spannbetonbehälter untergebracht ist |1| und |2|. Bei den nichtintegrierten Anlagen ergeben sich unter anderem Unterschiede bei der Betrachtung sicherheitstechnischer Gesichtspunkte gegenüber der integrierten Anlage. In der vorliegenden Arbeit werden Nachwärmeprobleme der beiden nichtintegrierten Bauweisen und spezielle Probleme der HTR-GT-Anlage untersucht.

Die Nachwärmeabfuhr bei den bisherigen integrierten Zweikreis-
anlagen erfolgt durch die primären Kühlkreisläufe. Es wird hier
angenommen, z.B. bei THTR [3], daß die Nachwärmeabfuhr in je-
dem Störfall durch die zur Verfügung stehenden redundant ausge-
legten Kühlkreisläufe gewährleistet ist.

Bei den in dieser Arbeit betrachteten nichtintegrierten Anlagen
ist die Möglichkeit gegeben, daß durch den Bruch einer Leitung
im Primärkühlkreislauf, z.B. zwischen Core und Dampferzeuger
bzw. Core und Gasturbine, das Kühlgas aus dem primären System
entweicht, und der Systemdruck bis auf 1 bar oder bei Vorhanden-
sein eines druckhaltenden Containments auf einen Mischdruck ab-
sinkt. Es treten dann Bypaßströmungen um das Core herum auf,
wenn bei der Nachwärmeabfuhr der unterbrochene Kreislauf nicht
abgesperrt werden kann. Diese Besonderheiten der nichtinte-
grierten Bauweise, die neue Probleme für die HTR-PW-Anlage und
HTR-GT-Anlage darstellen, werden in diesen Untersuchungen mit
berücksichtigt.

Nach der Abschaltung eines Reaktors, die z.B. für eine Inspek-
tion oder im Störfall erfolgt, wird im Core Nachwärme durch den
Zerfall von Spaltprodukten erzeugt. Während dieser zeitlich ab-
klingenden Wärmeproduktion im Core können unzulässige Tempera-
turen auftreten, wenn nicht genügend Wärme aus dem Core abge-
führt werden kann. Beim Hochtemperaturreaktor ist gegenüber
anderen Reaktoren ein Coreschmelzen aufgrund des keramischen
Brennelementaufbaus und wegen der hohen Wärmekapazität des Ge-
samtcores nicht zu erwarten. Es muß jedoch beachtet werden,
daß sich bei sehr hohen Brennstofftemperaturen die Freisetzung-
rate von Spaltprodukten aus den Brennelementen stark erhöht und
bei unzulässigen Temperaturen in den Coreeinbauten mechanische
Schäden auftreten. Deshalb wird auch für Hochtemperaturreaktoren
die Forderung erhoben, daß die Nachwärmeabfuhr zu jeder Zeit
und bei allen denkbaren Störfällen sichergestellt sein muß.

Für die HTR-PW-Anlage muß deshalb bewiesen werden, daß in je-
dem denkbaren Störfall, wenn der Reaktor abgeschaltet ist, die
Gefährdung des Corematerials durch Überhitzung mit dem zur

Verfügung stehenden primären Kühlkreislauf vermieden werden kann. Dem Bruch einer Koaxialleitung zwischen Core und Dampferzeuger wird ein pessimistischer Störfall zugrunde gelegt. Für diesen Störfall wird untersucht, mit welchem Kühlgas (He , N_2 , CO_2) und bei welchem Systemdruck es möglich ist, die Nachwärme mit einem der drei primären Kühlkreisläufe abzuführen, ohne daß die unzulässigen lokalen Temperaturen auftreten.

Bei der HTR-GT-Anlage ist es nicht immer möglich, wenn z.B. Lagerschäden bei den Turbosätzen vorkommen, die Nachwärmeabfuhr mit dem primären Kühlkreislauf zu gewährleisten. Deshalb muß aufgrund sicherheitstechnischen Anforderungen auf jeden Fall ein Hilfskreislauf vorgesehen werden, mit dem die Nachwärmeabfuhr sichergestellt ist. Für dieses gesonderte Nachwärmeabfuhrsystem gibt es mehrere Ausführungsmöglichkeiten, die entweder auf Natur- oder erzwungener Konvektion basieren. Diese beiden Möglichkeiten der Nachwärmeabfuhr werden hier in Parameterstudien untersucht. Es werden die transienten Verhalten der Temperaturen im Reaktor bei unterschiedlichen Massenströmen mit erzwungener Nachwärmeabfuhr und bei verschiedenen Systemdrücken und bei Strömungsumkehr des Kühlmittels im Core bei Naturkonvektion ermittelt. In diese Untersuchung gehen als freie Parameter kugelförmige und prismatische Brennelemente ein, da bei der HTR-GT-Anlage noch keine Entscheidung bezüglich der Wahl der Brennelemente gefallen ist. Insbesondere wird bei dem HTR mit kugelförmigen Brennelementen ein Vergleich bei unterschiedlicher axialen Leistungsdichteverteilung in bezug auf den Einfluß für die Nachwärmeabfuhr durchgeführt. Es werden dabei einmal die normale sinusförmige Leistungsdichteverteilung und zum anderen die Leistungsdichteverteilung nach dem OTTO-Prinzip [4] zugrunde gelegt. Eine Spezifikation für den Einsatz des Nachwärmeabfuhrsystems wird angegeben.

Beim Normalbetrieb der HTR-GT-Anlage wird das thermische Verhalten des Cores und der Brennelemente bei vorgegebenen Reaktorleistungsänderungen und bei äußeren Einflüssen, z.B. Massenstromänderung, Änderung der Kühlgaseintrittstemperatur im Core, bedingt durch

regeltechnische Eingriffe im Kühlkreislauf, untersucht.

Die anstehenden Aufgaben werden numerisch anhand eines aufgestellten Rechenmodelles gelöst und mittels zweier erweiterter Computerprogramme |5| und |6| gerechnet.

2. Beschreibung der Spezifikationen verschiedener Anlagenkonzepte

Es werden eine HTR-GT-Anlage mit einer elektrischen Leistung von 600 MW und eine HTR-PW-Anlage mit einer thermischen Leistung von 520 MW, (PR-500), zugrunde gelegt. Bei beiden Kernkraftwerken wird Helium als Kühlmittel für den Wärmetransport aus dem Core benutzt. Während des Normalbetriebs strömt Helium von oben nach unten durch das Core, erreicht dabei am Core-Austritt eine Temperatur von 900 °C bzw. 850 °C und wird direkt zur Gasturbine bzw. zum Dampferzeuger (Wärmetauscher) geleitet. Die innere Reaktor-Anordnung der HTR-GT-Anlage ist in Abb. 1 und die Anordnungsstudie der HTR-PW-Anlage in Abb. 2 dargestellt. In beiden Fällen liegen nichtintegrierte Bauweisen vor. Beide Anlagen haben äußere Schutzbehälter, die so angelegt werden, daß sie im Falle eines Gasverlustes aus dem System das ausströmende Gas aufnehmen und dem entstehenden Mischdruck standhalten. Der Reaktor ist in beiden Fällen in einem Spannbetonbehälter untergebracht.

Das auf Naturkonvektion basierende Nachwärmeabfuhrsystem ist auf der rechten Seite der Abb. 1 schematisch dargestellt. Bei diesem Kreislauf strömt im Core aufgewärmtes Kühlgas in den oberen Gassammelraum und von dort bei geöffneten Absperrorganen entlang des Rippenkühlers über den unteren Gassammelraum zurück ins Core. Beim Wärmeabfuhrsystem mit erzwungener Konvektion wird die normale Kühlmittelströmungsrichtung beibehalten und das erwärmte Gas vom unteren Sammelraum über den Rippenkühler von den Gebläsen angesaugt und über den oberen Gassammelraum zum Core gefördert. Es werden vier Gebläse bei diesem System vorgesehen, die mit ihren Antriebsmotoren in den vier Durchbrüchen des Spannbetonbehälterdeckels stehend angeordnet sind. Auf der Saugseite der Gebläse wird jeweils ein Absperrorgan vorgesehen. Von diesen vier Gebläsen müssen unter sicherheitstechnischen Gesichtspunkten zwei zur Nachwärmeabfuhr ausreichen.

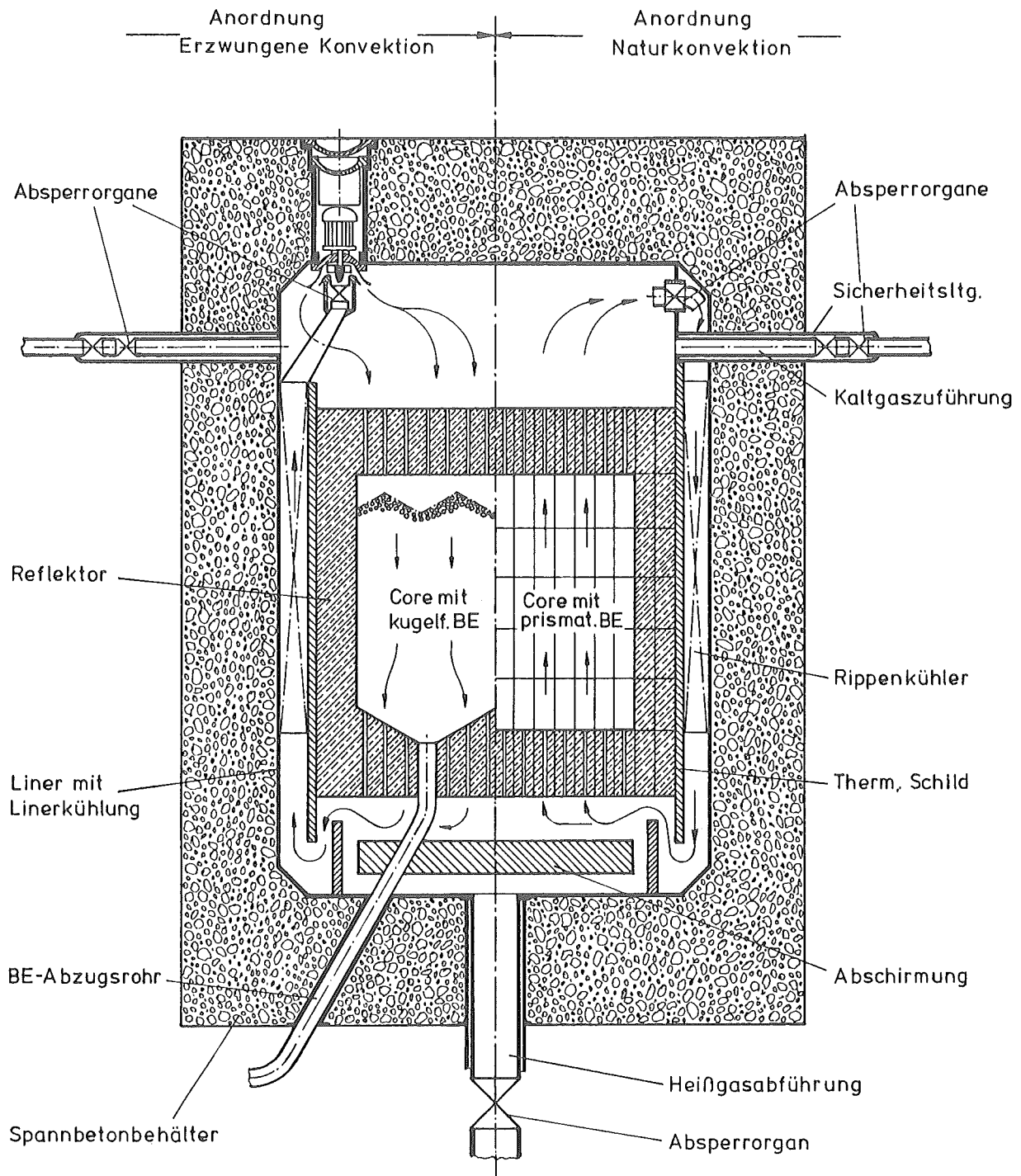


Abb. 1 Darstellung des Kühlkreislaufes für die Nachwärmeabfuhr einer HTR-GT-Anlage

Die schematische Darstellung des verwendeten Rippenkühlers für die beiden Systeme ist in Abb. 3 dargestellt.

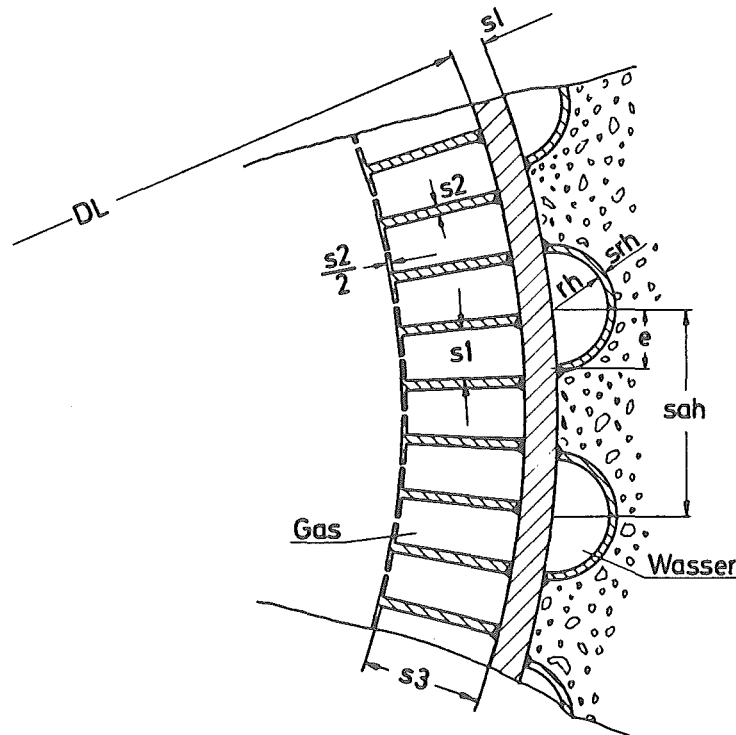


Abb. 3 Schematische Darstellung zum Aufbau des Rippenkühlers

Dieser Kühler besteht aus senkrecht angeordneten Längsrippen, die direkt auf der Innenseite des Liners aufgeschweißt sind, und aus Halbrohren mit Wasser, die auf der Außenseite des Liners aufgeschweißt und im Beton verlegt sind. Auf der anderen Seite können die Rippen mit dem thermischen Schild verbunden werden, wodurch dieser gekühlt werden kann. Die inneren Abmessungen dieses Rippenkühlers wurden schon in [5] für die Nachwärmeabfuhr optimiert.

Bei der HTR-GT-Anlage werden kugelförmige und prismatische Brennelemente in Betracht gezogen. Für die kugelförmigen Brennelemente werden die THTR-Spezifikationen zugrunde gelegt.

Die Brennelemente von 6 cm Durchmesser bilden als lose Schüttung das Reaktorcore. In Abb. 4 ist der schematische Aufbau des kugelförmigen Brennelements dargestellt. Daraus ist zu entnehmen, daß das Brennelement aus einer Graphitmatrix von 5 cm Durchmesser, in der Brennstoffteilchen in homogener Verteilung eingebettet sind, und einer äußeren brennstofffreien Schale von 0,5 cm Dicke besteht. Es wird angenommen, daß sich im Kugelhaufen nur Brennelement-Kugeln befinden. Der schematische Aufbau des Kugelhaufen-Reaktorcores ist auf der linken Seite der Abb. 1 dargestellt.

Als prismatische Brennelemente werden hexagonale - blockförmige Brennelemente, wie sie in dem Fort St. Vrain Reaktor [7] eingesetzt werden sollen, zugrunde gelegt. Diese Brennelemente bilden horizontal nebeneinander gestellt und aufeinander gestapelt das Reaktorcore. Dieser Aufbau ist auf der rechten Seite in Abb. 1 dargestellt.

In Abb. 4 ist der schematische Aufbau des hexagonalen blockförmigen Brennelements dargestellt. Im Stirnquerschnitt eines jeden Elements ist eine Vielzahl von Kühlkanälen und Brennstoffbohrungen in ebenfalls hexagonaler Geometrie angeordnet.

Die Einheitszelle eines solchen Brennelementes wiederum kann man sich vorstellen als ein Hexagon, in dessen Ecken die Brennstoffbohrungen und in dessen Mitte der Kühlkanal angeordnet sind. Der Kühlkanaldurchmesser beträgt 1,59 cm, die gedächte Kante zwischen zwei Brennstoffbohrungen hat dabei eine Länge von 1,92 cm und der Durchmesser der Brennstoffbohrung beträgt jeweils 1,14 cm.

Diese Einheitszelle wird gedanklich in eine mathematisch leichter zu behandelnde geometrische Form gebracht. Es wird eine rotationssymmetrische verschmierte Einheitszelle gebildet, bei der die Graphit- und Brennstoffmatrix-Flächen in bezug zu den Nachbarzellen äquivalent dem Kühlkanal betrachtet werden. Dieser Vergleich zwischen geometrischer und für die Rechnung verwendeter Einheitszelle wird auch schematisch in Abb. 4 dargestellt.

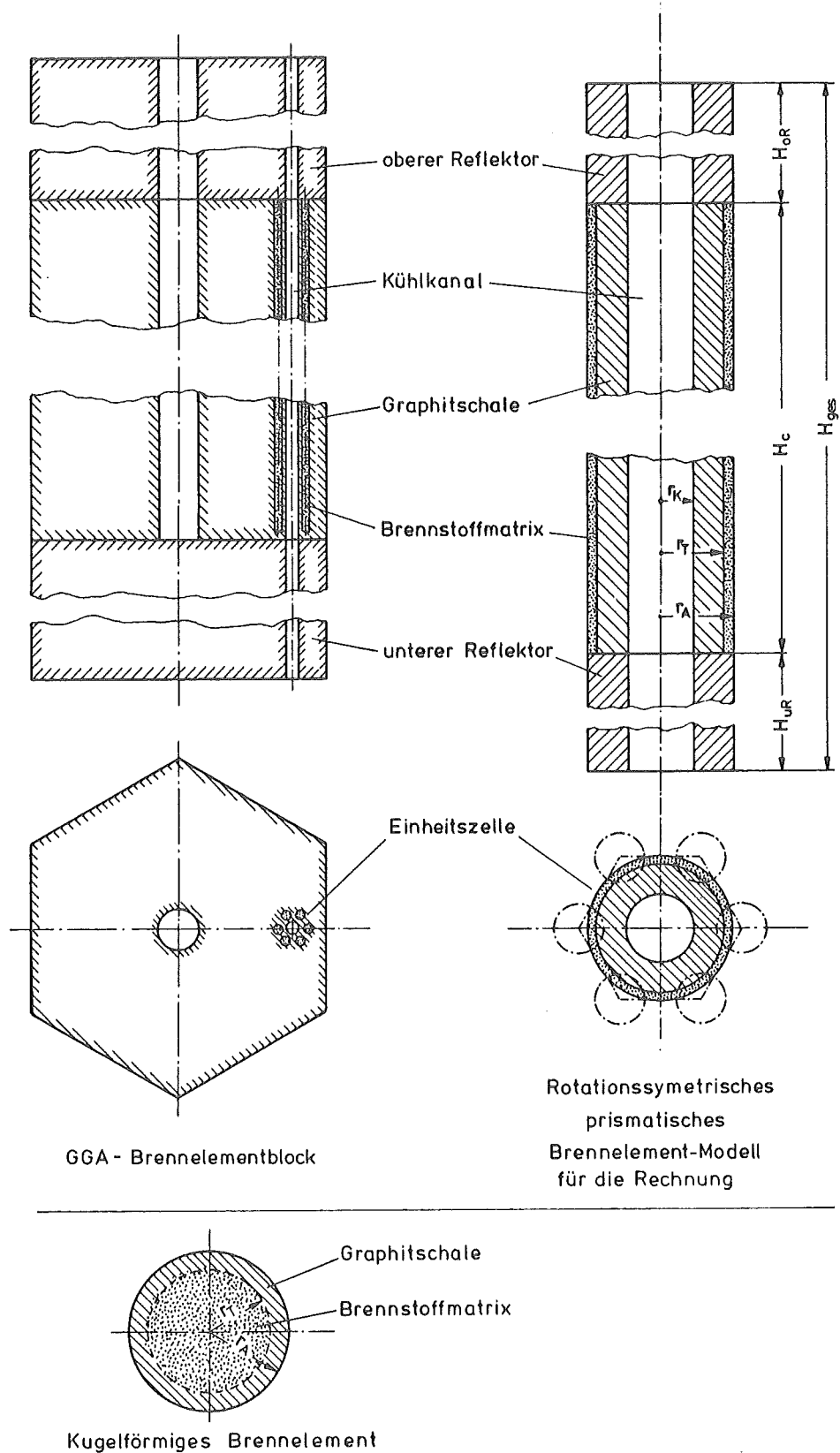


Abb. 4 Schematische Darstellung der betrachteten HTR - Brennelemente

Für die Rechnung der HTR-GT-Anlage wurden die nachfolgend aufgeführten Daten zugrunde gelegt.

Tabelle 1 : Spezifikation der HTR-GT-Anlage

Thermische Leistung	P_{th}	=	1334	MW
Gesamtwirkungsgrad	η_{ges}	=	45	%
Elektrische Leistung	P_{el}	=	600	MW
Mittlere Leistungsdichte	LD	=	6,0	MW/m ³
Kühlgasmassenstrom	\dot{m}_{NB}	=	642	Kg/s
Gaseintrittstemperatur im Core	$t_{c,e}$	=	500	°C
Mittlere Gasaustrittstemperatur aus dem Core	$t_{c,a}$	=	900	°C
Systemdruck im Core	p	=	60	bar
Aktive Corehöhe	H_c	=	5,7	m
Aktiver Coredurchmesser	d_c	=	7,1	m
Dicke des oberen Reflektors	H_{OR}	=	1,5	m
Dicke des unteren Reflektors	H_{UR}	=	1,5	m
Kugelförmige Brennelemente:				
Radius der Brennstoffmatrix	r_T	=	2,5	cm
Radius der Brennelementkugel	r_A	=	3,0	cm
Anteil der Strömungsfläche	ϵ_{Kg}	=	0,39	
Rechenmodell des prismatischen Brennelements:				
Innerer Kühlkanalradius	r_K	=	0,795	cm
Innerer Radius der Brennstoffmatrix	r_T	=	1,57	cm
Äußerer Radius der Brennstoffmatrix	r_A	=	1,74	cm
Anteil der Strömungsfläche	ϵ_{pr}	=	0,2	
Rippenkühler aus Stahl: (s. Abb. 3)				
Linerdurchmesser	DL	=	10,0	m
Linerdicke	sl	=	2,0	cm
Radius des Halbrohres	r_h	=	2,7	cm
Wanddicke des Halbrohres	srh	=	0,6	cm

Abstand zweier Halbrohre	sah	=	8,0	cm
Abstand zwischen zwei Rippen	s1	=	0,6	cm
Rippenhöhe	s3	=	20,0	cm
Rippendicke	s2	=	0,3	cm
Rippenlänge	sLA	=	8,0	m

In Abb. 2 ist ein Schnitt durch den Hochtemperatur-Kugelhaufen-Reaktor zur Prozeßwärmeerzeugung, HTR-PW-Anlage, dargelegt. Hier befindet sich im Spannbetonbehälter nur das von Reflektoren umschlossene aktive Core. Die drei Wärmetauschereinheiten mit den dazugehörigen Umwälzgebläsen befinden sich außerhalb des Spannbetonbehälters und werden mit drei koaxialen Leitungen mit dem Reaktor verbunden. Das im Core erwärmte Kühlgas wird in der Heißgaskammer gesammelt und durch die Koaxialleitungen zu den Wärmetauschern geleitet. Das aus diesen Wärmetauschern zurückströmende Kaltgas wird durch den äußeren Ringraum der Koaxialleitung zurück zum Reaktor geführt und hier in einer unteren Kaltgassammelkammer, die ringförmig um die Heißgaskammer angeordnet ist, gesammelt. Durch Bohrungen im Seitenreflektor wird das Kühlgas in die obere Kaltgassammelkammer geleitet, von wo aus es wieder ins Core eintritt.

Die Nachwärmeabfuhr muß hier mit einem von diesen drei Kreisläufen sichergestellt werden. Bei möglichen Störfällen, wie Bruch einer Koaxialleitung, entsteht eine Stromteilung des Nachwärmeabfuhrkreislaufes in der unteren Kaltgaskammer [8]. Ein Teil des vom Gebläse geförderten Kühlgasstroms fließt nicht durch das Core, sondern über die gebrochene Koaxialleitung und den Schutzbehälter. Der Reaktor kann in diesem Fall vom Schutzbehälter nicht abgetrennt werden.

Für diesen Reaktor werden die gleichen kugelförmigen Brennelemente, wie sie bei der HTR-GT-Anlage beschrieben wurden, verwendet. Die zugrunde gelegten Rechen- und Reaktionsdaten der HTR-PW-Anlage sind in der Tabelle 2 angegeben.

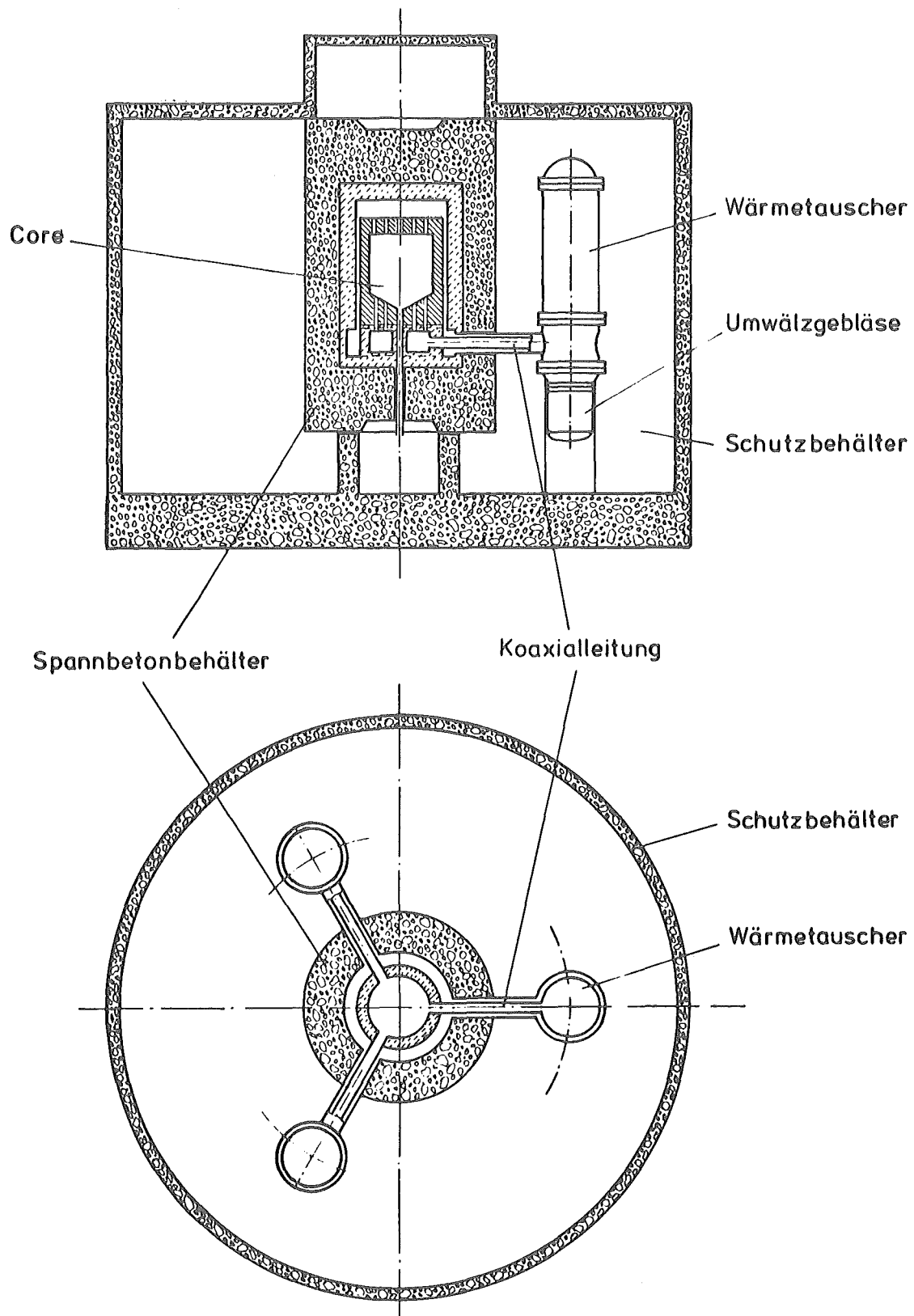


Abb. 2 Prozeßwärme - Reaktor (Schematische Anordnung)
 (PR 500)

Tabelle 2: Spezifikation der HTR-PW-Anlage (PR-500)

Thermische Leistung	P_{th}	=	520	MW
Mittlere Leistungsdichte	LD	=	5,2	MW/m ³
Kühlgas Massenstrom	\dot{m}_{NB}	=	170	Kg/s
Gaseintrittstemperatur im Core	$t_{c,e}$	=	260	°C
Mittlere Gasaustrittstemperatur aus dem Core	$t_{c,a}$	=	850	°C
Aktive Corehöhe (mittl. Schütthöhe)	H_c	=	5,7	m
Aktiver Coredurchmesser	d_c	=	4,7	m
Dicke des oberen Reflektors	H_{OR}	=	1,5	m
Dicke des unteren Reflektors	H_{UR}	=	1,5	m

3. Theoretische Grundlagen

3.1 Aufstellung des Rechenmodells

3.1.1 Allgemeines und Annahmen

Das Problem des instationären Wärmetransports im Core besteht darin, daß einerseits zeitabhängige Wärmequellen im Core vorhanden sind, andererseits zeitabhängige Randbedingungen für die einzelnen Brennelemente vorkommen, die sich durch die instationäre Strömung des Kühlmittels im Core ergeben. Die im Inneren der Brennelemente erzeugte Wärme, wird zum Teil in ihnen gespeichert und der Rest durch ihre Oberflächen an das Kühlmittel übertragen. Die Wärme breitet sich in festen Körpern durch die Wärmeleitung aus, wird an den Oberflächen durch Wärmeaustausch an das Kühlmittel abgegeben und durch die Konvektion aus dem Core abgeführt. Dadurch entstehen in den Brennelementen und im Kühlmittel zwei Temperaturfelder, die miteinander gekoppelt sind.

Für die Berechnungen des Temperaturfeldes in den Brennelementen bei verschiedenen Transienten wird angenommen, daß die Leistungsdichte sich nur über der Corehöhe ändert und über dem Corequerschnitt einen konstanten Wert hat. Im allgemeinen wird eine abgeflachte Leistungsdichteverteilung über dem Core-Radius angestrebt, um einen hohen mittleren Brennstoffabbbrand und eine gleichmäßige Kühlgasaustrittstemperatur aus dem Core zu erzielen. Ferner wird angenommen, daß das Kühlgas im Normalbetrieb nur von oben nach unten und bei Naturkonvektion in entgegengesetzter Richtung strömt. Hierbei wird eine eindimensionale Strömung angenommen.

Durch diese Annahme kann die radiale Temperaturverteilung in einem kugelförmigen Brennelement bzw. in einer Einheitszelle des prismatischen Brennelements bei einer bestimmten Corehöhe als repräsentativ für die radiale Temperaturverteilung aller Brennelemente dieses Corequerschnittes angesehen werden. Ferner ergibt sich damit, daß die Temperatur des Kühlmittels sich nur über der Corehöhe ändert. Die radiale Temperaturverteilung über

dem Brennelementquerschnitt wird als mikroskopisch und die axiale Temperaturverteilung über der Corehöhe als makroskopisch bezeichnet.

3.1.2 Temperaturverteilung in den Brennelementen unter Berücksichtigung der axialen Leistungsdichteverteilung im Core

Die zeitliche und örtliche Temperaturverteilung der Brennelemente im Core wird durch die Fouriersche partielle Differenzialgleichung der Wärmeleitung Gl. (1) nach [9] beschrieben,

$$\rho \cdot C(T) \frac{\partial T(\vec{r}, \tau)}{\partial \tau} = \nabla^2 (\lambda(T) \cdot T(\vec{r}, \tau)) + W(\vec{r}, \tau) \quad (1)$$

wobei die Stoffwerte C^{+}) und λ als temperaturabhängig angenommen werden. Die Wärmequellstärke W wird als ort- und zeitabhängig angenommen.

Bei Einführung beider Koordinatensysteme für die Brennelemente und des Zylinderkoordinatensystems für die Wärmequellverteilung nimmt Gl. (1) eine der nachstehenden Formen an.

Kugelkoordinatensystem für BE:

$$\rho \cdot C(T) \frac{\partial T(r, Z, \tau)}{\partial \tau} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^2 \cdot \lambda(T) \cdot \frac{\partial T(r, Z, \tau)}{\partial r} \right] + W(\vec{r}, \tau) \quad (1a)$$

wobei hier ein eindimensionales Wärmeleitungsproblem in der Radialrichtung vorliegt, da die konzentrischen Kugelflächen im Kugelbrennelement als Isothermen angenommen werden. Die Z-Abhängigkeit der Kugelbrennelement-Temperatur ist durch die Wärmequellverteilung im Core gegeben.

+) Für die Bezeichnung der Symbole s. S. 126

Zylinderkoordinatensystem für BE:

$$\rho \cdot C(T) \frac{\partial T(r, Z, \tau)}{\partial \tau} = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left[r \cdot \lambda(T) \cdot \frac{\partial T(r, Z, \tau)}{\partial r} \right] + \frac{\partial}{\partial Z} \left[\lambda(T) \frac{\partial T(r, Z, \tau)}{\partial Z} \right] + W(\vec{r}, \tau) \quad (1b)$$

Hierbei ist eine Rotationssymmetrie angenommen, d.h. kein Wärmefluß entlang des Umfangs der Brennelementzelle. Daraus ergibt sich ein zweidimensionales Wärmeleitungsproblem.

Zur Lösung der Gleichungen (1a) und (1b) müssen die Gesetze für die räumliche Verteilung der Wärmequellen im Core und die zeitliche Änderung ihrer Ergiebigkeit bekannt sein, sowie die Anfangs- und Randbedingungen für die Brennelemente angegeben werden.

Es wird angenommen, daß für alle zu lösenden Vorgänge die Anfangstemperaturverteilung aller Brennelemente angegeben werden kann.

$$T(\vec{r}, \tau=0) = f(r, Z) \quad (2)$$

Bei den kugelförmigen Brennelementen sind im folgenden die Randbedingungen in der Radialrichtung angegeben, die über der ganzen Corehöhe gültig sind. Die Koppelung zwischen benachbarten Brennelementen in axialer Richtung erfolgt nur durch die Kühlmittelkonvektion, da die Wärmeleitung in axialer Richtung durch die punktförmige Berührung der Brennelemente untereinander vernachlässigt wird.

Somit ergibt sich bei:

$$r = 0 \quad \text{und} \quad \tau \geq 0$$

$$\lambda_{Br} \frac{\partial T_{Br}}{\partial r} = 0 \quad (3a)$$

$$T_{Br}(Z) = T_M(Z) \quad (3b)$$

wobei die Indizes Br = Brennstoffmatrix und M = Maximal bedeuten (Für die Bezeichnung anderer Indizes s. S. 128).

d.h. in der Mitte des Kugelbrennelements muß aus Symmetriegründen die höchste Temperatur auftreten und daher der Temperaturverlauf eine waagerechte Tangente haben.

Ferner ist bei

$$r = r_T \quad \text{und} \quad \tau \geq 0$$

$$\lambda_{Br} \frac{\partial T_{Br}}{\partial r} = \lambda_S \frac{\partial T_S}{\partial r} \quad (4a)$$

und $T_{Br}(Z) = T_S(Z) \quad (4b)$

d.h. es liegt an der Trennfläche zwischen Brennstoffmatrix und Graphitschale kein Temperatursprung vor (Übergangsbedingung zwischen zwei Stoffzonen). Diese Annahme ist gerechtfertigt, da bei der Herstellung von kugelförmigen Brennelementen durch ein Press-Verfahren kein Spalt an der Trennfläche entsteht.

Die Randbedingungen an den Oberflächen der kugelförmigen Brennelemente sind von besonderem Interesse, da dort die Temperaturfelder der Brennelemente und das Temperaturfeld des Kühlmittels über die Corehöhe aufeinander stoßen und sich gegenseitig auch über der Zeit beeinflussen. Diese Beeinflussung kommt durch den Wärmeaustausch zwischen Brennelementen und Kühlmittel zustande, der durch das Newtonsche Abkühlungsgesetz nach [10] beschrieben wird.

bei $r = r_A \quad \text{und} \quad \tau \geq 0$

$$\lambda_S \frac{\partial T_S}{\partial r} = - \alpha \cdot (T_{ob} - t) \quad (5)$$

wobei ^{der} Wärmeübergangszahl ^{Koeffizient} α von der Reynolds-Zahl Re und Prandtl-Zahl Pr abhängt und sich über der Corehöhe ändert. Die Ermittlung der α -Zahl wird im Anhang A3 erläutert. Die Berechnung der Kühlmitteltemperatur t wird später eingehend beschrieben.

Die Randbedingungen für die Lösung der Gleichung (1b) für prismatische BE müssen in Radialrichtung und Axialrichtung bekannt sein, da sich hier ein zweidimensionales Wärmeleitungsproblem ergibt.

Bei $r = r_A$, $Z = Z$ und $\tau \geq 0$ gilt:

$$\lambda_{Br} \frac{\partial T_{Br}}{\partial r} = 0 \quad (6)$$

Diese Randbedingung ist unter Berücksichtigung eines rotations-symmetrischen Brennelement-Modells so angenommen worden, daß an der Begrenzung zwischen der betrachteten BE-Zelle und den umliegenden BE-Zellen keine Wärme radial zu bzw. abgeführt wird (Symmetriebedingung).

bei $r = r_T$, $Z = Z$ und $\tau \geq 0$

$$\lambda_{Br} \frac{\partial T_{Br}}{\partial r} = \lambda_S \frac{\partial T_S}{\partial r} \quad (7a)$$

$$T_{Br}(Z) = T_S(Z) \quad (7b)$$

Diese Übergangsbedingung zwischen Brennstoffmatrix und Graphit-schale ist gleich der für die kugelförmigen Brennelemente, da es sich hier um ein verschmiertes-Rechenmodell handelt, bei dem es an der Trennfläche keinen Spalt gibt, an dem ein radialer Wärmestromwiderstand auftreten kann.

Auch hier wird der Wärmeaustausch zwischen Brennelementoberfläche und Kühlmittel durch das Newtonsche Abkühlungsgesetz angegeben.

bei $r = r_K$, $Z = Z$ und $\tau \geq 0$

$$\lambda_S \frac{\partial T_S}{\partial r} = -\alpha(T_{ob} - t) \quad (8)$$

Für die Wärmeleitung in axialer Richtung gelten folgende Randbedingungen:

bei $r = r$, $Z = 0$, $Z = H_{ges}$ und $\tau \geq 0$

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial Z} = 0 \quad (9)$$

d.h. es sind keine Wärmeströme am oberen- bzw. am unteren Reflektor vorhanden.

bei

$$r = r; \quad Z = H_{UR}; \quad Z = H_{UR} + H_c \text{ und } \tau \geq 0$$

$$\lambda_R \frac{\partial T_R}{\partial Z} = \lambda_S \frac{\partial T_S}{\partial Z} \quad (10a)$$

$$\lambda_R \frac{\partial T_R}{\partial Z} = \lambda_{Br} \frac{\partial T_{Br}}{\partial Z} \quad (10b)$$

$$\text{und} \quad T_R(r) = T_S(r) \quad (11a)$$

$$T_R(r) = T_{Br}(r) \quad (11b)$$

Dabei wird angenommen, daß es keinen Temperatursprung zwischen Reflektor und Brennelementen gibt.

Wärmequellverteilung im Core

Die ort- und zeitabhängige Wärmequellldichte, die für die Untersuchungen zugrunde gelegt wird, läßt sich als Produkt zweier Funktionen wie folgt darstellen:

$$W(\vec{r}, \tau) = f_{\vec{r}}(\vec{r}) \cdot f_{\tau}(\tau) \quad (12)$$

worin die Funktion $f_{\vec{r}}(\vec{r})$ nur die räumlichen Koordinaten und die Funktion $f_{\tau}(\tau)$ die veränderliche Zeit τ enthält. Die örtliche Verteilung hat folgende Form:

$$f_{\vec{r}}(\vec{r}) = f_R(R) \cdot f_Z(Z) \cdot f_r(r) \quad (13)$$

$f_R(R)$ beschreibt die radiale und $f_Z(Z)$ die axiale Verteilung der Wärmequellldichte im Core. Durch $f_r(r)$ wird ihre ungleichmäßige Verteilung über den Querschnitt eines Brennelements wiedergegeben. Da diese Ungleichmäßigkeit nur sehr schwach ausgeprägt ist, bringt ihre Berücksichtigung keinen nennenswerten Einfluß auf den Temperaturverlauf. Ferner wird angenommen, daß die Wärmeerzeugung nur in den Brennstoffmatrix stattfindet.

Daraus ergibt sich:

für Brennstoffmatrix: $f_r(r) = 1$ (14a)

für Graphitschale: $f_r(r) = 0$ (14b)

Wie schon erwähnt worden ist, wird das radiale Leistungsdichteprofil im Core vernachlässigt, d.h.

$$f_R(R) = 1 \quad (15)$$

damit kann die Wärmequelle in der Form

$$W(\vec{r}, \tau) = f_Z(Z) \cdot f_\tau(\tau) \quad (16)$$

angegeben werden.

3.1.3 Temperaturverteilung im Kühlmittelkreislauf

3.1.3.1 Allgemeine Gleichungen

Zur Beschreibung des Temperaturfeldes vom Kühlmittel wird der Energie-Erhaltungssatz zugrunde gelegt. Dazu werden die Erhaltungsgesetze für Masse und Impuls benötigt, um das Strömungsfeld des Kühlmittels im Core zu bestimmen. Daraus ergeben sich Differential-Gleichungen nach [11], bei denen folgende Annahmen berücksichtigt werden.

- a) Wie bereits erwähnt, wird nur eine eindimensionale Strömung des Kühlmittels parallel zur Coreachse berücksichtigt.
- b) Die Wärmeübertragung durch die Wärmeleitung im Kühlmittel in Strömungsrichtung kann gegenüber der Konvektion vernachlässigt werden.
- c) Für die Energiebilanz im Kühlmittel können Reibungs-, Potential- und Kinetische Energien gegenüber der inneren Energien des Kühlgases vernachlässigt werden.
- d) Im Kühlmittel gibt es keine Wärmequelle. Nur durch den Wärmeaustausch an den Oberflächen der Brennelemente wird dem Kühlmittel Wärme zugeführt.

Die Energiegleichung (17) bezieht sich auf ein räumlich festgelegtes vom Gas durchströmtes Volumenelement $F_{str} \cdot dZ$ im Core.

$$\frac{\partial}{\partial \tau} (\rho \cdot u) = \frac{1}{F_{str}} \cdot \frac{\partial Q_{zu}}{\partial Z} - \frac{\partial}{\partial Z} (\rho \cdot w \cdot u + w \cdot p) \quad (17)$$

wobei durch die GröÙe $\frac{1}{F_{str}} \cdot \frac{\partial Q_{zu}}{\partial Z}$ die Verbindung zwischen den beiden Temperaturfeldern in den Brennelementen und im Kühlmittel wie folgt hergestellt wird:

$$\frac{\partial Q_{zu}}{\partial Z} = \alpha(Z) \cdot F_{\dot{u}}(Z) \cdot [T_{ob}(Z) - t(Z)] \quad (18)$$

Dabei ist $F_{\dot{u}}(Z)$ die Wärmeübertragungsfläche im Core pro Längeneinheit.

Durch Einsetzen der spezifischen Enthalpie des Kühlmittels $h = u + \frac{p}{\rho}$ und der Gl. (18) in Gl. (17) ergibt sich:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} (\rho \cdot h) - \frac{\partial p}{\partial \tau} = \frac{F_{\dot{u}}(Z)}{F_{str}} \cdot \alpha(Z) \cdot [T_{ob}(Z) - t(Z)] - \frac{\partial}{\partial Z} (\rho \cdot w \cdot h) \quad (19)$$

Für ideale Gase gilt:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} (\rho \cdot c_p \cdot t) - \frac{\partial p}{\partial \tau} = \frac{F_{\dot{u}}(Z)}{F_{str}} \cdot \alpha(Z) \cdot [T_{ob}(Z) - t(Z)] - \frac{\partial}{\partial Z} (\rho \cdot w \cdot c_p \cdot t) \quad (19a)$$

Für das Strömungsfeld des Kühlmittels gelten folgende Gesetze:

Kontinuitätsgleichung:

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} = - \frac{\partial}{\partial Z} (\rho \cdot w) \quad (20)$$

Diese Gleichung gilt für ein räumlich feststehendes Volumenelement.

Bewegungsgleichung:

Für die Aufstellung dieser Gleichung wird die Strömung parallel zur Coreachse in der positiven Z-Richtung zugrunde gelegt, d.h. Aufwärtsströmung.

$$\frac{\partial(\rho \cdot w)}{\partial \tau} = - \frac{\partial(\rho \cdot w^2)}{\partial Z} - \frac{\partial p}{\partial Z} - \rho \cdot g - \frac{1}{F_{str}} \cdot \frac{\partial K_{Rb}}{\partial Z} \quad (21)$$

wobei die Wandreibungskraft K_{Rb} wie folgt angegeben werden kann:

$$K_{Rb} = \psi \cdot \frac{dZ}{d_h} \cdot \frac{\rho \cdot w^2}{2} \cdot F_{str} \quad (22)$$

Die Ermittlung des Reibungsbeiwerts ψ wird später in Anhang A3 erläutert.

Damit ergibt sich die Gl. (21):

$$\frac{\partial(\rho \cdot w)}{\partial \tau} = - \frac{\partial(\rho \cdot w^2)}{\partial Z} - \frac{\partial p}{\partial Z} - \rho \cdot g - \psi \cdot \frac{1}{d_h} \cdot \frac{\rho \cdot w^2}{2} \quad (23)$$

3.1.3.2 Quasi-stationäres Strömungsmodell

Die Grundgleichungen (17) bis (23) beschreiben die zeitlich variable Temperaturverteilung im Kühlmittel unter Berücksichtigung der instationären Strömung im Core. Für die Ermittlung des Transientenverhaltens der Temperaturen im Core wird eine Vereinfachung mittels eines quasi-stationären Strömungsmodells vorgenommen. Dabei wird angenommen, daß der vorgegebene Kühlgas-massenstrom im Core bei der erzwungenen Konvektion über der Zeit konstant sei oder sprunghaft geändert wird. Bei der Naturkonvektion wird der Massenstrom, der sich entsprechend dem Dichteunterschied im Core und Kühler im Gleichgewichtszustand einstellt, ermittelt und jeweils für eine bestimmte Zeit konstant gehalten. Tritt eine Änderung der Temperaturverhältnisse im Core und Kühler über der Zeit ein, so wird ein neuer Massenstrom berechnet und bis zur nächsten Bestimmung

der Temperaturverhältnisse nicht verändert. Für diese Untersuchungen wird ferner die zeitliche Änderung des Systemdrucks nicht berücksichtigt. Weiterhin wird angenommen, daß im Kühlgas keine Energie gespeichert wird, d.h. die Wärme, die im betrachteten Raum dem Kühlgas zugeführt wird, wird gleichzeitig aus dem Raum durch Konvektion abgeführt. Mit diesen Annahmen können die Gleichungen aus dem Abschnitt 3.1.3.1 umgeschrieben werden.

Die Kontinuitätsgl. (20) nimmt folgende Form an:

$$\frac{\partial}{\partial Z} (\rho \cdot w) = 0 \quad (24)$$

oder mit

$$\rho \cdot w \cdot F_{\text{str}} = \dot{m}$$

ergibt sich:

$$\frac{1}{F_{\text{str}}} \cdot \frac{\partial}{\partial Z} (\dot{m}) = 0 \quad (24a)$$

d.h. der Massendurchsatz ist über der Corehöhe konstant. Bei quasi-stationärer Strömung entfallen in der Bewegungsgl. (23) die durch zeitliche Beschleunigung oder Verzögerung der Strömung entstehenden Druckverluste.

$$\frac{\partial p}{\partial Z} = - \frac{\partial (\rho w^2)}{\partial Z} - \rho \cdot g - \psi \cdot \frac{1}{d_h} \cdot \frac{\rho w^2}{2} \quad (25)$$

oder mit dem Massendurchsatz \dot{m}

$$\frac{\partial p}{\partial Z} = - \frac{1}{F_{\text{str}}^2} \cdot \frac{\partial}{\partial Z} \left(\frac{\dot{m}^2}{\rho} \right) - \rho \cdot g - \frac{\psi}{2 \cdot d_h \cdot F_{\text{str}}^2} \cdot \frac{\dot{m}^2}{\rho} \quad (25a)$$

Die Energiegl. (19a) wird wie folgt umgeschrieben:

$$\frac{F_{\dot{u}}(Z)}{F_{\text{str}}} \cdot \alpha(Z) \cdot [T_{\text{ob}}(Z) - t(Z)] = \frac{\partial}{\partial Z} (\rho \cdot w \cdot c_p \cdot t) \quad (26)$$

Mit konstantem Massenstrom in die Z-Richtung ergibt sich:

$$F_{\dot{u}}(Z) \cdot \alpha(Z) \cdot [T_{\text{ob}}(Z) - t(Z)] = \dot{m} \cdot \frac{\partial}{\partial Z} (c_p \cdot t) \quad (26a)$$

wobei die spez. Wärme des Kühlmittels von der Temperatur und damit von der Z-Richtung abhängen kann.

Die Gleichungen (24) bis (26) gelten entsprechend auch für den Rippenkühler.

3.2 Lösung des Rechenmodells

3.2.1 Allgemeines

Das Rechenmodell bezieht sich auf eine instationäre Wärmeleitung in den Brennelementen und eine quasi-stationäre Strömung im Kühlkreislauf. Die Fouriersche Wärmeleitungsgleichung mit temperaturabhängigen Stoffwerten in Koppelung mit den Gleichungen für das Kühlmittel wird durch ein Differenzenverfahren gelöst, da eine geschlossene analytische Lösung nicht möglich ist.

Die Lösung der eindimensionalen Wärmeleitungsgleichung mit temperaturabhängigen Stoffwerten für beide Koordinatensysteme für die BE, d.h. Kugel- bzw. Zylinderkoordinaten, wurde in [6] nach einem impliziten Differenzenverfahren beschrieben. Durch dieses Verfahren kann man die mikroskopische Temperaturverteilung in den Brennelementen berechnen, ohne die Wahl des Zeitintervalls an den Abstand zwischen zwei benachbarten Maschenpunkten über dem Brennelementquerschnitt zu binden. Mit dieser Lösung kann man die zeitliche Änderung der radialen Temperaturverteilung im kugelförmigen- bzw. prismatischen Brennelement nur bei einer bestimmten Corehöhe berechnen.

Um die Temperatur im ganzen Core zu ermitteln, muß der Wärmeaustausch zwischen zwei benachbarten Höhenebenen senkrecht zur Coreachse infolge Wärmeleitung oder Konvektion oder beides berücksichtigt werden. Deswegen wird das Core in eine bestimmte Anzahl von Axialzonen aufgeteilt.

Dabei wird angenommen, daß das Kugelhaufen-Core eine zylindrische Form hat, dessen Höhe gleich der mittleren Schütthöhe ist. Für diesen Reaktortyp wird der Raum zwischen dem oberen Reflektor und der oberen Ebene der Kugelschüttung für die Berechnung der Gastemperatur nicht berücksichtigt, da dort keine Wärme erzeugt wird und durch den Wärmeaustausch mit dem Seitenreflektor sehr kleine Temperaturänderung stattfindet.

Bei dem Kugelhaufen-Reaktor wird das radiale mikroskopische Temperaturprofil in einem kugelförmigen Brennelement, das sich in der Mitte einer Axialzone befindet, als repräsentatives Temperaturprofil aller Brennelemente dieser Axialzone angenommen. Für die Bestimmung des mikroskopischen Temperaturprofils wird dieses Brennelement in eine bestimmte Anzahl Radialzonen aufgeteilt. Der Wärmeaustausch zwischen zwei benachbarten Axialzonen findet nur durch Kühlgaskonvektion statt. Die Wärmeübertragung durch die Wärmeleitung wird bei der punktförmigen Berührung zweier kugelförmiger Brennelemente vernachlässigt.

Bei dem Core mit prismatischen Brennelementen wird die mikroskopische Temperaturverteilung in der Mitte jeder Axialzone genauso berechnet. Aus der schematischen Darstellung des prismatischen Brennelement-Modells in Abb. 4 ist zu entnehmen, daß anstelle von aufeinanderstehenden Brennelement-Blöcken ein einziges Brennelement über die ganze Corehöhe mit dazugehörigem Kühlkanal für die Berechnung betrachtet wird. Daraus ergibt sich, daß zusätzlich zu dem Wärmeaustausch zwischen zwei benachbarten Axialzonen durch Kühlgaskonvektion der Anteil der Wärmeleitung hinzu kommt.

3.2.2 Aufbau der Maschenpunkteinteilung

Der Aufbau der Maschenpunkteinteilung für die beiden Brennelementtypen und des Cores ist in Abb. 5 dargestellt. Daraus ist zu entnehmen, daß auch für die oberen - und unteren Reflektoren für die Berechnung die gleiche Mascheneinteilung wie für die Brennelemente gilt. Bei dem Kugelhaufen-Reaktor werden die Decken- und Bodenreflektoren mit den definierten Kühlkanalsystemen durch die simulierten brennstofffreien Kugelschüttungen in voller Höhe des jeweiligen Reflektors ersetzt. Das gleiche gilt auch für das Core mit den prismatischen Brennelementen, wobei hier die Reflektoren durch die brennstofffreien Blöcke ersetzt werden.

Die Berücksichtigung der Decken- und Bodenreflektoren ist für den instationären Wärmetransport wichtig, da sie durch ihre Wärmekapazität die Temperaturen des durch das Core zu- und abströmenden Kühlgases beeinflussen.

Aus der Abb. 5 ist zu ersehen, daß das Core einschließlich oberen und unteren Reflektor nur in Axialrichtung in 'NN' Maschenpunkte, d.h. in (NN-1) Axialzonen, aufgeteilt ist, um die makroskopische axiale Gastemperaturverteilung zu berechnen. Für die Berechnung der mikroskopischen radialen Temperaturverteilung über dem Brennelementquerschnitt wird jede Zone, d.h. Brennstoffmatrix und Graphitschale für beide Brennelementtypen, in Radialrichtung in 'N' Maschenpunkte, d.h. in (N-1) Radialzonen, unterteilt. Der Abstand zwischen zwei benachbarten Maschenpunkten in Radialrichtung ist $\Delta r(I)$ und in Axialrichtung $\Delta Z(J)$; die Länge der einzelnen Axial- bzw. Radialzonen können variabel sein. Die radiale Temperaturverteilung ist im kugelförmigen Brennelement um den Kugelmittelpunkt und im prismatischen Brennelement um die Brennelementachse symmetrisch. Daher ist es statthaft, die Aufteilung der Maschenpunkte für eine Flächenhälfte um die vertikale Rotationsachse in radialer Richtung vorzunehmen. Die Berechnung der Kühlgastemperatur erfolgt an den Maschenpunkten, die sich beim Eintritt bzw. Austritt jeder Axialzone befinden, und das Kühlgas erwärmt sich über dem ganzen Corequerschnitt gleichmäßig.

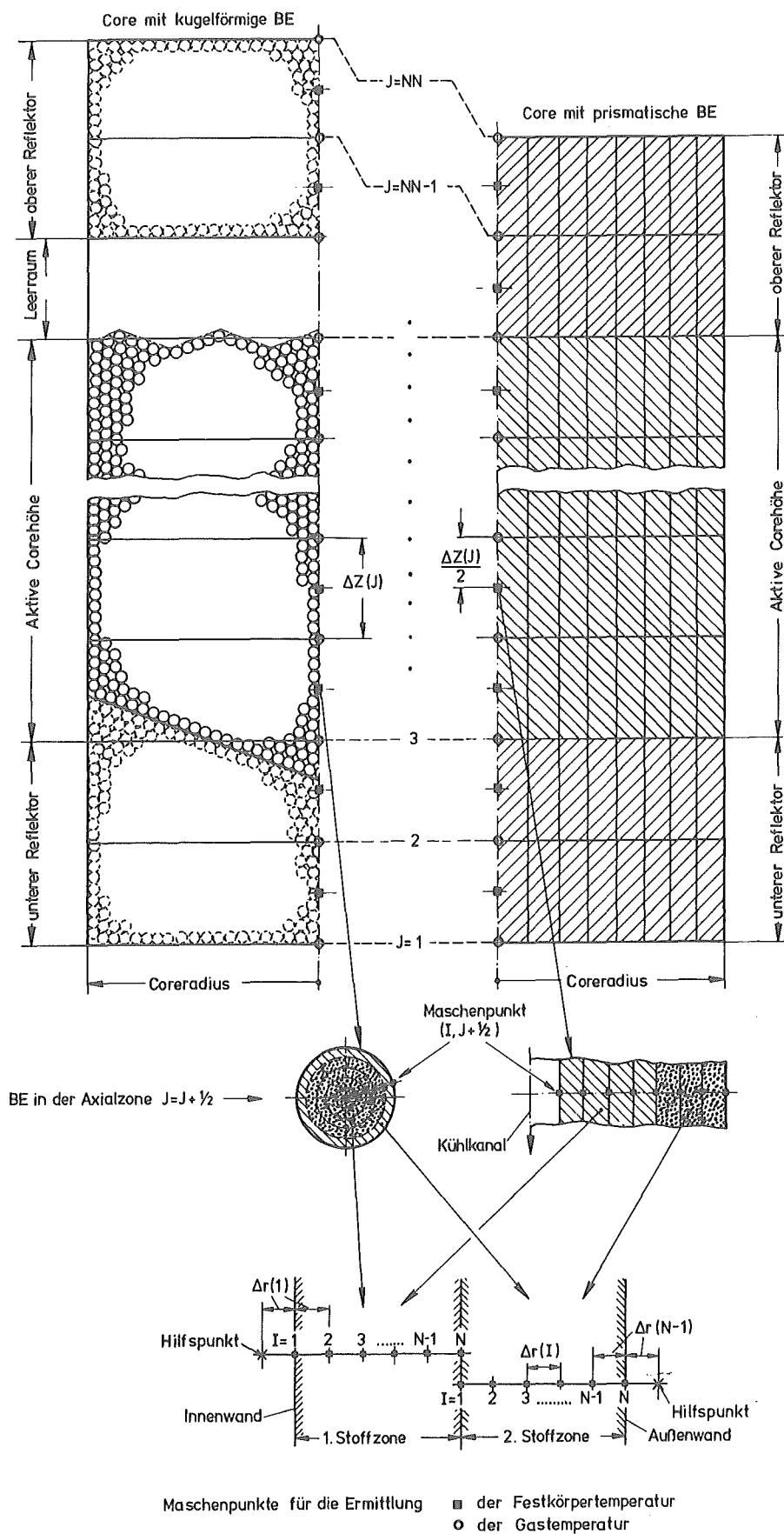


Abb.5

Schematische Darstellung des Maschenpunkteinteilungs - Modells

Die Aufheizung des Kühlgases in jeder Axialzone erfolgt durch den Wärmeaustausch zwischen den Oberflächen der Brennelemente, die sich in dieser Zone befinden, und dem Kühlgas.

3.2.3 Temperaturen an den Maschenpunkten des Festkörpers

Für ein eindimensionales Wärmeleitungsproblem in den Kugel- bzw. Zylinderkoordinatensystemen kann die Fouriersche partielle Differentialgleichung (1) in der impliziten Differenzen-Schreibweise nach [6] wie folgt in allgemeiner Form so geschrieben werden, daß alle unbekannten Temperaturen links des Gleichheitszeichens und alle bekannten Temperaturen rechts stehen:

$$A(I) \cdot T^*(I+1, J+1/2) + B(I) \cdot T^*(I, J+1/2) - C(I) \cdot T^*(I-1, J+1/2) = D(I) \quad (27)$$

mit

$$I = 2, \dots, N-1.$$

$$J = 2, \dots, NN-2.$$

wobei

$$T^*(I, J+1/2) \triangleq T(I, J+1/2, \tau + \Delta\tau)$$

bedeutet.

Diese Gleichung ist gültig für einen inneren Maschenpunkt des Festkörpers (s. Abb. 5), bei dem die Koeffizienten A, B, C und D, die für die Abkürzungen der folgenden Ausdrücke in dieser Gleichung stehen, keine Randbedingung enthalten.

$$A(I) = AA1 \cdot QR2$$

$$B(I) = 1 + AA1 \cdot (QR1 + QR2)$$

$$C(I) = AA1 \cdot QR1$$

$$D(I) = T(I, J+1/2) + \frac{f_Z(J+1/2) \cdot f_\tau(\tau) \cdot \Delta\tau}{\rho_F \cdot C_F(I, J+1/2)}$$

mit

$$AA1 = \frac{2 \cdot \lambda_F(I, J+1/2) \cdot \Delta\tau}{[\Delta r(I-1) + \Delta r(I)] \cdot \rho_F \cdot C_F(I, J+1/2)}$$

Bei dieser Darstellung der Koeffizienten wird der in [6] auftretende Gewichtsfaktor "Eta" gleich Null gesetzt, da in [6] gezeigt wurde, daß durch die Berücksichtigung dieses Gewichtsfaktors nur geringfügig die Rechengenauigkeit erhöht werden kann, die aber durch die Wahl der Maschenpunkteverteilung mehr als genügend kompensiert werden kann. Die Faktoren QR1 und QR2 entstehen aus der unterschiedlichen Form der Differentialgleichungen (1a) und (1b) und nehmen folgende Werte an:

$$QR1 = \left[\frac{r(I) - \frac{\Delta r(I-1)}{2}}{r(I)} \right]^2 \cdot \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cdot \frac{\lambda(I-1, J+1/2)}{\lambda(I, J+1/2)} \right] \cdot \frac{1}{\Delta r(I-1)}$$

$$QR2 = \left[\frac{r(I) + \frac{\Delta r(I)}{2}}{r(I)} \right]^2 \cdot \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cdot \frac{\lambda(I+1, J+1/2)}{\lambda(I, J+1/2)} \right] \cdot \frac{1}{\Delta r(I)}$$

Zylinderkoordinatensystem:

$$QR1 = \left[\frac{r(I) - \frac{\Delta r(I-1)}{2}}{r(I)} \right]^2 \cdot \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cdot \frac{\lambda(I-1, J+1/2)}{\lambda(I, J+1/2)} \right] \cdot \frac{1}{\Delta r(I-1)}$$

$$QR2 = \left[\frac{r(I) + \frac{\Delta r(I)}{2}}{r(I)} \right]^2 \cdot \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cdot \frac{\lambda(I+1, J+1/2)}{\lambda(I, J+1/2)} \right] \cdot \frac{1}{\Delta r(I)}$$

Es ist zu bemerken, daß in der allgemeinen Differenzen-Gl. (27) keine Berücksichtigung der axialen Wärmeleitung für das Zylinderkoordinatensystem statt fand. Die Wärmeübertragung durch die axiale Wärmeleitung in zylinderförmigen Brennelementen während des normalen Reaktorbetriebs ist jedoch in guter Näherung gegenüber der Kühlmittelkonvektion [12] vernachlässigbar. Andererseits ist während des Nachwärmeabfuhrbetriebs, bei dem die Kühlgaskonvektion im Verhältnis zum normalen Reaktorbetrieb gering ist, der jeweilige Betrag der Wärmeübertragung in axialer Richtung durch die Wärmeleitung und durch die Konvektion ungefähr gleich. Deswegen wird die axiale Wärmeleitung bei den prismatischen Brennelementen mit in Betracht gezogen. Durch die Umwandlung der Differentialgleichung (1) in eine explizite Differenzengleichung ist die Wahl der Größe eines Zeitschritts durch den Abstand zweier benachbarter Maschenpunkte begrenzt [6].

Deswegen wird die Gl. (1b) für die Berechnung der mikroskopischen radialen Temperaturverteilung in den prismatischen Brennelementen, ohne Berücksichtigung der axialen Wärmeleitung, durch ein implizites Differenzenverfahren, wie in Gl. (27), gelöst. Die axiale Wärmeleitung bei diesen Brennelementen wird hier mit Hilfe eines expliziten Verfahrens berücksichtigt, d.h. die Wärmestromdichte $\lambda \frac{\partial T}{\partial Z}$ und deren Änderung $\frac{\partial}{\partial Z}(\lambda \frac{\partial T}{\partial Z})$ in Z-Richtung, die in der Gl. (1b) auftritt, werden mit Hilfe der bekannten Temperaturen, die am Anfang eines Zeitschrittes $\Delta \tau$ herrschen, wie folgt berechnet:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial Z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial Z} \right) &= \frac{1}{\Delta Z(J)} \left[q_{Z,a}(J+1/2) - q_{Z,e}(J+1/2) \right] \\ &= \frac{1}{\Delta Z(J)} \left[\frac{\lambda_F(I, J+3/2) + \lambda_F(I, J+1/2)}{\Delta Z(J) + \Delta Z(J+1)} \left\{ T(I, J + 3/2) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - T(I, J+1/2) \right\} - \frac{\lambda_F(I, J+1/2) + \lambda_F(I, J-1/2)}{\Delta Z(J) + \Delta Z(J-1)} \left\{ T(I, J+1/2) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - T(I, J-1/2) \right\} \right] \end{aligned} \quad (28)$$

mit

$$I = 1, \dots, N.$$

$$J = 2, \dots, NN-2.$$

Diese Berechnung erfolgt von der zweiten Axialzone aus bis zur vorletzten, d.h. von den Axialzonen aus, die keine Randbedingungen erhalten.

Der Ausdruck auf der rechten Seite des Gleichheitszeichens von Gl. (28) multipliziert mit dem Faktor $\frac{\Delta \tau}{\rho_F \cdot C_F(I, J+1/2)}$ wird zu dem oben angegebenen Koeffizienten D der Gl. (27) addiert. Der dadurch erhaltene neue Koeffizient DA, der den Anteil der axialen Wärmeleitung enthält, wird in Gl. (27) eingesetzt, wenn die Temperaturverteilung in den prismatischen Brennelementen berechnet wird.

Die Berücksichtigung der axialen Wärmeleitung mit Hilfe eines expliziten Differenzenverfahren ist gerechtfertigt, da der Abstand zweier benachbarter Maschenpunkte in axialer Richtung gegenüber der radialen Richtung zwei bis drei Zehnerpotenzen größer ist und deswegen keine Begrenzung des Zeitschritts erforderlich wird. Bei einem prismatischen Brennelement wird in radialer Richtung (über dem Querschnitt) die mikroskopische - und in axialer Richtung (über der Corehöhe) die makroskopische Temperaturverteilung berechnet; daraus ergeben sich auch verschiedene Abstände zwischen zwei benachbarten Maschenpunkten in beiden Richtungen.

Durch die abwechselnde Berechnung der Wärmeleitung in radialer und axialer Richtung ergibt sich die Begrenzung des Zeitschritts bei dem expliziten Differenzverfahren wie folgt:

radiale Wärmeleitung:

$$\Delta \tau \leq \frac{0,5 \cdot \rho_F \cdot C_F \cdot \Delta r^2}{\lambda_F} \approx 0,025 \text{ sec}$$

mit

$$\Delta r = 0,1 \text{ cm}$$

axiale Wärmeleitung:

$$\Delta \tau \leq \frac{0,5 \cdot \rho_F \cdot C_F \cdot \Delta Z^2}{\lambda_F} \approx 250,0 \text{ sec}$$

mit

$$\Delta Z = 10 \text{ cm}$$

Dabei werden die Stoffwerte C_F und λ_F bei den mittleren Temperaturen angenommen. Damit kann gesagt werden, daß das angenommene explizite Differenzverfahren für die axiale Wärmeleitung keine Begrenzung für die Rechenstabilität des Computerprogramms darstellt.

Die allgemeine Gl. (27) stellt das Grundgleichungssystem dar, um die Temperaturen an den Maschenpunkten nach einem Zeitschritt $\Delta\tau$ zu berechnen. Das Lösungsverfahren ist in [13] angegeben:

$$T^*(I, J+1/2) = E(I) \cdot T^*(I+1, J+1/2) + F(I) \quad (29)$$

mit

$$E(I) = \frac{A(I)}{B(I) - C(I) \cdot E(I-1)}$$

$$F(I) = \frac{D(I) + C(I) \cdot F(I-1)}{B(I) - C(I) \cdot E(I-1)}$$

Um die Temperaturen an allen Maschenpunkten mit Gl. (29) zu berechnen, müssen erst die Koeffizienten $A(I)$, $B(I)$, $C(I)$ und $D(I)$ bzw. $DA(I)$ von $I=1$ bis $I=N$ für beide Stoffzonen, d.h. Graphitschale und Brennstoffmatrix bzw. durchgehend Graphit bei dem oberen- und unteren Reflektor, unter Berücksichtigung der Randbedingungen berechnet werden. Daraus ergeben sich die Faktoren $E(I)$ und $F(I)$ für $I = 1, \dots, N$. Danach wird die Temperatur $T(N)$ am äußeren Rand bei gegebener Randbedingung festgestellt, und dann rückwärts von N zu 1 die anderen Temperaturen für die beiden Stoffzonen berechnet.

Dieses Verfahren wird für jede einzelne Axialzone durchgeführt, wobei die Berechnung der Stoff-Temperaturen ausgehend von der Kühlmiteleintrittsseite in das Core beginnt und schrittweise über die einzelnen Axialzonen fortgesetzt wird. Mit dem über der Corehöhe veränderlichen Kühlmitteltemperaturen sind dadurch in jeder einzelnen Axialzone die Randbedingungen für die Oberfläche des Brennelements festgelegt.

bei $J = 1$ und $I = 1, \dots, N$.

$$q_{Z,e}(J+1/2) = 0 \quad (30a)$$

d.h. kein Wärmefluß zum unteren Reflektor.

bei $J = NN-1$ und $I = 1, \dots, N$

$$q_{Z,a}(J+1/2) = 0 \quad (30b)$$

d.h. kein Wärmefluß aus dem oberen Reflektor.

Ferner gilt bei:

$$J = 3 \text{ und } J = NN-2 \text{ und } I = 1, \dots, N.$$

$$q_{Z,a}(J-1/2) \hat{=} q_{Z,e}(J+1/2) \quad (31)$$

d.h. kein Wärmewiderstand zwischen dem aktiven Core und den oberen und unteren Reflektoren.

Die Symmetriebedingungen am Mittelpunkt eines kugelförmigen Brennelements, Gl. (3), und an der äußeren Begrenzung des prismatischen Brennelement-Modells, Gl. (6), die Übergangsbedingung an Trennungsfläche zwischen Brennstoffmatrix und Graphitschale, Gl. (4) und Gl. (7), und die Kühlbedingungen an den Oberflächen der Brennelemente, Gl. (5) und Gl. (8), sind mit Hilfe des Differenzenverfahrens, das in [6] angegeben ist, lösbar. Diese Lösung ist für alle Axialzonen gültig. Hier werden nur kurz die Symmetriebedingung und Übergangsbedingung erläutert und die Kühlungsbedingung ausführlich behandelt, da dadurch der Wärmeaustausch zwischen zwei benachbarten Axialzonen erfolgt.

Die Symmetriebedingung wird mit Hilfe eines Hilfsmaschenpunkts außerhalb der Stoffgrenze erzielt, der vom Randpunkt den gleichen Abstand hat wie dieser von seinem benachbarten Maschenpunkt in der Stoffgrenze (s. Abb. 5). Außerdem wird angenommen, daß die Temperaturen am Hilfsmaschenpunkt und am benachbarten Maschenpunkt vom Randpunkt hergesehen gleich sind.

Dadurch ist die an sich zusätzlich auftretende unbekannte Temperatur am Hilfspunkt wieder beseitigt. Diese Annahme, in Gl. (27) eingesetzt, ergibt eine zusätzliche Gleichung für die Randbedingung, die für die Lösung des gesamten Gleichungssystems benötigt wird.

Die Übergangsbedingung ist hier leichter zu lösen als in [6], da hier kein Wärmewiderstand zwischen Brennstoffmatrix und Graphitschale angenommen wird. Es wird ein sehr großer Wert für die Variable "WIDER",⁺⁾ wie z.B. 10^5 , in das Computer-Programm angenommen.

Das Newtonsche Abkühlungsgesetz, das die Randbedingungen an den gekühlten Brennelementoberflächen beschreibt, wird in Differenzenform wie folgt für die kugelförmigen Brennelemente geschrieben:

$$\frac{T^*(N+1, J+1/2) - T^*(N, J+1/2)}{\Delta r(N-1)} = \frac{\alpha_{S,G}(J)}{\lambda_S(J+1/2)} \left[T^*(N, J+1/2) - \bar{t}^*(J) \right] \quad (32a)$$

wobei $\bar{t}^*(J)$ die mittlere Kühlgastemperatur in der Axialzone J ist. Für die prismatischen Brennelemente, die von Innen gekühlt werden, wird die Gl. (32a) wie folgt geschrieben:

$$\frac{T^*(I-1, J+1/2) - T^*(I, J+1/2)}{\Delta r(I)} = \frac{\alpha_{S,G}(J)}{\lambda_S(J+1/2)} \left[T^*(I, J+1/2) - \bar{t}^*(J) \right] \quad (32b)$$

mit $I = 1$

Für die beiden Fälle wird auch hier jeweils ein Hilfsmaschenpunkt außerhalb der Stoffgrenze zu Hilfe genommen, wie bei der Symmetriebedingung. Die Temperatur $T^*(N+1, J+1/2)$ bzw. $T^*(I-1, J+1/2)$ herrscht am Hilfspunkt.

Löst man die Gl. (32a) nach der unbekannten Temperatur am Hilfspunkt auf und setzt diesen Ausdruck in Gl. (29) ein, so bekommt man die Oberflächentemperatur des kugelförmigen Brenn-

⁺⁾ Reziprokwert eines Wärmewiderstandes zwischen zwei Stoffzonen.

elements bei gegebener Kühlgastemperatur. Es ist zu erwähnen, daß die Gastemperatur $\bar{t}^*(J)$, die in der Gl. (32a) vorkommt, nach dem Zeitschritt $\Delta\tau$ sich an dieser Stelle einstellt. Da diese Temperatur sich durch den Wärmeaustausch zwischen Brennelementoberflächen und Kühlmittel während dieses Zeitschritts $\Delta\tau$ einstellt, wird die bekannte Kühlgastemperatur am Anfang eines Zeitschrittes als 1. Näherung in Gl. (32a) eingesetzt. So wird schrittweise von der ersten Axialzone an der Kühlmiteleintrittsseite in das Core beginnend über die einzelnen Axialzonen die Berechnung fortgesetzt. Danach werden die Kühlgastemperaturen an einzelnen Maschenpunkten unter Berücksichtigung der neu errechneten Oberflächentemperaturen nach dem Zeitschritt $\Delta\tau$ berechnet. Mit dieser neuen Kühlgastemperaturverteilung werden wieder die Oberflächentemperaturen der Brennelemente einzelner Axialzonen berechnet. Dieses iterative Verfahren wird so lange fortgesetzt, bis die gewünschte Genauigkeit erreicht ist. (s. Abb. 6) Das genaue Berechnungsverfahren für die Kühlgastemperaturverteilung über der Corehöhe wird in Abschnitt 3.2.4 erläutert.

Bei den prismatischen Brennelementen findet die Kühlung am Innenrand im Gegensatz zum Außenrand bei den kugelförmigen Brennelementen statt. Deswegen werden hier erst die Faktoren $E(1)$ und $F(1)$ mit Hilfe der Temperatur $T^*(I-1, J+1/2)$ am Hilfspunkt aus der Gl. (32b) ermittelt. Die Oberflächentemperatur am Innenrand $T^*(1, J+1/2)$ wird erst am Ende des Lösungsverfahrens, das durch die Gl. (29) angegeben ist, festgestellt. Danach ist das iterative Verfahren für die Berechnung der Kühlgastemperaturen an allen Maschenpunkten dasselbe wie bei den kugelförmigen Brennelementen.

3.2.4 Temperaturen an den Maschenpunkten im Kühlmittelkreislauf

Bei dem Kühlmittelkreislauf werden zwei Fälle unterschieden. Im geschlossenen Kreislauf strömt das Kühlgas durch das Reaktorcore, den Rippenkühler und die dazugehörigen Gasführungen, dagengen wird beim offenen Kreislauf nur das Core betrachtet.

3.2.4.1 Core

Zur Berechnung der Kühlmitteltemperatur über der Corehöhe wird die Gl. (26a) zugrunde gelegt. Wie schon erwähnt worden ist, wird die Oberflächentemperatur der Brennelemente bzw. der oberen- und unteren Reflektoren in der Mitte einer Axialzone als repräsentative Oberflächentemperatur dieser Axialzone angesehen. Die Temperatur $T(N, J+1/2)$ für kugelförmige und $T(1, J+1/2)$ für prismatische Brennelemente über der Höhe einer Axialzone (J) ändert sich nicht. Ferner wird angenommen, daß die Wärmeübergangszahl α und die spezifische Wärme c_p des Kühlmittels bei konstantem Kühlgasdruck, die mit Hilfe der mittleren Kühlgastemperatur $\bar{t}(J)$ in einer Axialzone berechnet werden, über der Höhe einer Axialzone konstant sind. Außerdem wird angenommen, daß die Wärmeübertragungsfläche pro Längeneinheit $Fü(J)$ in einer Axialzone sich nicht ändert. Dadurch kann die Gl. (26a) über die Höhe einer Axialzone unter Berücksichtigung der Randbedingungen integriert werden. Durch die Integration dieser Gleichung bekommt man die Temperaturverteilung des Kühlmittels in einer Axialzone.

$$\frac{Fü(J) \cdot \alpha(J)}{\dot{m} \cdot c_p(J)} \int_0^Z dZ = \int_{t_e(J)}^{t(J)} \frac{dt}{[T_{ob}(J+1/2) - t(Z)]} \quad (33)$$

Nach der Lösung der Gl. (33) für eine Längenkoordinate Z ergibt sich:

$$t(Z) = T_{ob}(J+1/2) - [T_{ob}(J+1/2) - t_e(J)] \cdot e^{-\frac{\alpha(J) \cdot Fü(J) \cdot Z}{\dot{m} \cdot c_p(J)}} \quad (34a)$$

mit $T_{ob}(J+1/2) = \hat{T}(N, J+1/2)$ für kugelförmige Brennelemente

bzw. $\hat{T}(1, J+1/2)$ für prismatische Brennelemente

Die Kühlgasaustrittstemperatur aus einer Axialzone ergibt sich beim Einsetzen der Länge einer Axialzone $\Delta Z(J)$ anstelle der Längenkoordinate Z in der Gl. (34a).

$$t_a(J) = T_{ob}(J+1/2) - \left[T_{ob}(J+1/2) - t_e(J) \right] \cdot e^{-\frac{\alpha(J) \cdot F_u(J) \cdot \Delta Z(J)}{\dot{m} \cdot c_p(J)}} \quad (34b)$$

Aus der Abb. 5 ist zu ersehen, daß die Kühlgasaustrittstemperatur aus einer Axialzone und die Kühlgaseintrittstemperatur in die nächste Zone identisch sind, d.h.

$$t_a(J) \hat{=} t_e(J+1) \quad (35)$$

Dabei wird vorausgesetzt, daß der Massendurchsatz im Core \dot{m} und die Kühlgaseintrittstemperatur im Core und damit in jeder einzelnen Axialzone bekannt sind. Hierauf wird noch später ausführlicher eingegangen (s. Abschn. 3.2.4.3 und 3.2.5).

Die Kühlgastemperaturverteilung über der Corehöhe wird mit der bei der Zeit $\tau=0$ herrschenden Oberflächentemperatur $T_{ob}(J+1/2)$ berechnet. Danach werden die nach dem Zeitschritt $\Delta\tau$ sich einstellende Oberflächen- und Kühlgastemperaturen an den einzelnen Maschenpunkten mit Hilfe des oben beschriebenen Iterativ-Verfahren berechnet (s. Abb. 6).

Zur Berechnung der Stoffwerte des Kühlmittels in einer Axialzone wird folgende mittlere Kühlmitteltemperatur zugrunde gelegt:

$$\bar{t}(J) = \frac{1}{\Delta Z(J)} \int_0^{\Delta Z(J)} t(Z) \cdot dZ \quad (36)$$

Nach einsetzen der Gl. (34a) in die Gl. (36) ergibt sich:

$$\bar{t}(J) = T_{ob}(J+1/2) + \left[T_{ob}(J+1/2) - t_e(J) \right] \left[e^{-\frac{\alpha(J) \cdot F_u(J) \cdot \Delta Z(J)}{\dot{m} \cdot c_p(J)}} - 1 \right] \cdot \frac{\dot{m} \cdot c_p(J)}{\alpha(J) \cdot F_u(J) \cdot \Delta Z(J)} \quad (37)$$

3.2.4.2 Kühler

Die Berechnung der Kühlgastemperaturen im Rippenkühler erfolgt genauso wie bei dem Core, nur werden hier die Oberflächentemperaturen $T_{ob}(J+1/2)$ der Brennelemente durch die entsprechenden Wassertemperaturen $tw(J+1/2)$ an den Maschenpunkten im Kühler und die Wärmeübergangszahlen $\alpha(J)$ durch die entsprechenden Wärmedurchgangszahlen $KZ_{ges}(J)$ (s. Anhang A4) in den einzelnen Axialzonen ersetzt. Dabei wird angenommen, daß sich die Kühlwassertemperatur in den Halbrohren mit der Zeit nicht ändert.

3.2.4.3 Bestimmung der Kühlgaseintrittstemperatur im Core

Beim offenen Kreislauf, d.h. nur Core, wird die Kühlgastemperatur $t_{c,e}$ beim Coreeintritt vorgegeben.

Beim Nachwärmeabfuhrbetrieb im geschlossenen Kreislauf (Core und Kühler) ist diese Temperatur $t_{c,e}$ für beide Fälle, erzwungene- oder Naturkonvektion, nicht bekannt und muß iterativ berechnet werden. In diesem Kreislauf ist die Kühlgasaustrittstemperatur aus dem Kühler und die Kühlgaseintrittstemperatur im Core gleich. Dabei wird der Temperaturanstieg im Gebläse bei erzwungener Konvektion vernachlässigt. Bei einem zunächst vorgegebenen Massenstrom \dot{m} , (s. Abschn. 3.2.5), wird als 1. Näherung eine bestimmte Kühlgaseintrittstemperatur im Core angenommen. Mit Hilfe dieser 1. Näherung kann man nach Gl. (34b) und Gl. (35) die Kühlgastemperatur an allen Maschenpunkten im Kreislauf berechnen. Danach wird die angenommene Temperatur $t_{c,e}$ mit der berechneten Temperatur $t_{Kü,a}$ verglichen und der Rechengang so lange fortgesetzt bis der Unterschied zwischen dem angenommenen und dem daraus berechneten Wert unter der gewünschten Genauigkeit liegt.

3.2.5 Berechnung des Druckverlustes und des Massenstroms im Kühlkreislauf

Das Strömungsfeld im Core bzw. im geschlossenen Kreislauf (Core und Kühler) entsteht durch die erzwungene oder Naturkonvektion, die für die Abführung der erzeugten Wärme im Core benötigt wird, um unzulässig hohe Temperaturen im Reaktor zu vermeiden. Dafür ist ein bestimmter Massendurchsatz des Kühlmittels pro Zeiteinheit, der über die Länge des Kreislaufs nach Gleichung (24a) sich nicht ändert, durch das Core zu führen. Die Kühlgasströmung im Core erfolgt abwärts bei der erzwungenen- und aufwärts bei der Naturkonvektion. Der Druckverlust im Kreislauf, der sich durch diese Kühlmittelströmung ergibt, wird mittels Gebläse bei der erzwungenen Konvektion oder durch die Auftriebskräfte, die im Core sich ergeben, bei der Naturkonvektion überwunden. Für die Bestimmung der Druckverluste im Kreislauf wird die Gleichung (25a) zugrunde gelegt. Da der Druckverlust im Kreislauf gegenüber dem im System herrschenden Druck sehr klein ist, wird der Druckverlust über der gesamten Kreislaumlänge ohne Berücksichtigung der Systemdruckänderung berechnet.

3.2.5.1 Offener Kreislauf

Beim offenen Kreislauf, d.h. nur Core, wird vorausgesetzt, daß der Massendurchsatz des Kühlgases \dot{m} und die Kühlgastemperatur $t_{c,e}$ beim Core-Eintritt vorgegeben werden. Damit kann man den gesamten Druckverlust über der Corehöhe durch die Integration der Gleichung (25a) berechnen, wobei hier die Strömung abwärts ist.

$$\int_{H_{ges}}^0 \frac{\partial p}{\partial Z} \cdot dZ = - \frac{\dot{m}^2}{F_{str}^2} \cdot \int_{H_{ges}}^0 \frac{\partial}{\partial Z} \left(\frac{1}{\rho} \right) \cdot dZ - g \cdot \int_{H_{ges}}^0 \rho \cdot dZ -$$

$$- \frac{\dot{m}^2}{2d_h \cdot F_{str}^2} \cdot \int_{H_{ges}}^0 \frac{\psi}{\rho} \cdot dZ \quad (38)$$

Mit Hilfe der Zustandsgleichung für die idealen Gase

$$\frac{p}{\rho} = R \cdot t \quad (39)$$

nimmt die Gleichung (38) folgende Form an:

$$\begin{aligned} p_{c,e} - p_{c,a} = & \frac{\dot{m}^2 \cdot R}{F_{str}^2 \cdot p_{sys}} (t_{c,a} - t_{c,e}) + \frac{g \cdot p_{sys}}{R} \int_0^{H_{ges}} \frac{1}{t} \cdot dz \\ & + \frac{\dot{m}^2 \cdot R}{2 \cdot d_h \cdot F_{str}^2 \cdot p_{sys}} \int_0^{H_{ges}} \psi \cdot t \cdot dz \end{aligned} \quad (40)$$

wobei hier angenommen wird, daß der Systemdruck p_{sys} überall im Kreislauf herrscht.

Die in der Gleichung (40) auftretende Integrale werden wie folgt gelöst:

$$\begin{aligned} \Delta p_c = & \frac{\dot{m}^2 \cdot R}{F_{str}^2 \cdot p_{sys}} (t_{c,a} - t_{c,e}) + \frac{g \cdot p_{sys}}{R} \sum_{J=1}^{NN-1} \int_0^{\Delta Z(J)} \frac{1}{t} \cdot dz \\ & + \frac{\dot{m}^2 \cdot R}{2 \cdot d_h \cdot F_{str}^2 \cdot p_{sys}} \sum_{J=1}^{NN-1} \psi(J) \cdot t(J) \cdot \Delta Z(J) \end{aligned} \quad (41)$$

wobei für die Bestimmung des Reibungsbeiwertes $\psi(J)$, der sich über die Länge einer Axialzone $\Delta Z(J)$ nicht ändert, die mittlere Kühlgastemperatur $\bar{t}(J)$ nach Gleichung (37) zugrunde gelegt wird. Mit Hilfe der Gleichung (34a) und Gleichung (34b) wird das noch vorhandene Integral in Gleichung (41) nach [14] wie folgt gelöst:

$$\begin{aligned} & \int_0^{\Delta Z(J)} \frac{dz}{T_{ob}(J+1/2) - \left[T_{ob}(J+1/2) - t_e(J) \right]_e - \frac{\alpha(J) \cdot F_{\dot{u}}(J) \cdot Z}{\dot{m} \cdot c_p(J)}} \\ & = \frac{\Delta Z(J)}{T_{ob}(J+1/2)} + \frac{\frac{\dot{m} \cdot c_p(J)}{\alpha(J) \cdot F_{\dot{u}}(J)}}{T_{ob}(J+1/2)} \cdot \ln \frac{t_a(J)}{t_e(J)} \end{aligned} \quad (42)$$

Diese Lösung kann in die Gleichung (41) eingesetzt werden, um den Druckverlust im Core zu bekommen.

Zum Druckverlust Δp über der Corehöhe und den oberen und unteren Reflektoren nach Gleichung (41) kommen noch die Umlenkungsdruckverluste hinzu. Sie werden wie folgt berechnet:

$$\Delta p_{Um,j} = \zeta_j \cdot \frac{\rho_j \cdot w_j^2}{2} \quad (43)$$

Mit konstantem Massendurchsatz und mit Hilfe der Gleichung (39) ergibt sich dafür:

$$\Delta p_{Um,j} = \zeta_j \cdot \frac{\dot{m}^2 \cdot R}{2 \cdot F_{str,j}^2 \cdot p_{sys}} \cdot t_j \quad (43a)$$

Der gesamte Umlenkungsdruckverlust beträgt:

$$\Delta p_{Um} = \sum_{j=1}^n \Delta p_{Um,j} = \frac{\dot{m}^2 \cdot R}{2 \cdot p_{sys}} \cdot \sum_{j=1}^n \zeta_j \cdot \frac{t_j}{F_{str,j}^2} \quad (44)$$

wobei n die Anzahl der Umlenkungen im Kreislauf ist. Die Widerstandbeiwerte ζ_j für verschiedene Typen der Umlenkungen sind in Anhang B angegeben. Damit ergibt sich der gesamte Druckverlust im offenen Kreislauf wie folgt:

$$\Delta p_{ges} = \Delta p_c + \Delta p_{Um} \quad (45)$$

3.2.5.2 Geschlossener Kreislauf

Bei der erzwungenen Konvektion im geschlossenen Kreislauf strömt das Kühlgas im Core abwärts und im Kühler aufwärts. Der Druckabfall, den das Kühlgas bei diesem Umlauf im Kreislauf erleidet, wird durch den Druckanstieg ausgeglichen, den die Gebläse hervorrufen. Der kleine Temperaturanstieg des Kühlgases im Gebläse durch die Energiezufuhr kann vernachlässigt werden, d.h. die

Kühlgastemperatur $t_{Kü,a}$ hinter dem Kühler im Kreislauf und die Kühlgaseintrittstemperatur $t_{c,e}$ beim Eintritt im Core sind gleich. Es wird angenommen, daß der erforderliche Massenstrom \dot{m} für die Abfuhr eines bestimmten Wärmestroms aus dem Core bekannt sei und dieser mittels Gebläsen über der Zeit konstant gehalten wird. Es wird die Gebläseleistung in Abhängigkeit von diesem Massenstrom ermittelt. Dafür wird der Druckverlust im Kreislauf durch die Integration der Gleichung (25a) über die Kreislauflänge L_{Kr} unter Berücksichtigung der Gleichung (39) wie folgt berechnet:

$$\begin{aligned} \int_0^{L_{Kr}} \frac{\partial p}{\partial Z} \cdot dZ = & - \frac{\dot{m}^2 \cdot R}{p_{sys}} \int_0^{L_{Kr}} \frac{1}{F_{str}^2} \cdot \frac{\partial}{\partial Z} (t) \cdot dZ - \\ & - \frac{g \cdot p_{sys}}{R} \int_0^{L_{Kr}} \frac{1}{t} \cdot dZ - \frac{\dot{m}^2 \cdot R}{2 \cdot p_{sys}} \int_0^{L_{Kr}} \frac{\psi \cdot t}{d_h \cdot F_{str}^2} \cdot dZ \quad (46) \end{aligned}$$

Das erste Glied auf der rechten Seite des Gleichheitszeichens wird gleich Null, da oben die Annahmen getroffen wurden, daß die Gasaustrittstemperatur aus dem Kühler und die Gaseintrittstemperatur im Core gleich sind und wegen der Annahme nach Gl. (24). Die schwer zu lösenden Integrale in der Gleichung (46) werden numerisch genauso gelöst wie in der Gleichung (41) und Gleichung (42), wenn man den Kreislauf in zwei Anteile, d.h. Core und Kühler, einteilt. Die Gleichung (46) nimmt danach folgende Form an:

$$\begin{aligned} p_{c,e} - p_{Kü,a} = & \frac{g \cdot p_{sys}}{R} \left[\left\{ \sum_{J=1}^K \left(\frac{\Delta Z(J)}{t_w(J+1/2)} + \frac{\frac{\dot{m} \cdot c_p(J)}{KZ_{ges}(J) \cdot F_{ü}(J)}}{t_w(J+1/2)} \cdot \ln \frac{t_a(J)}{t_e(J)} \right) \right\}_{Kü} \right. \\ & - \left. \left\{ \sum_{J=1}^{NN-1} \left(\frac{\Delta Z(J)}{T_{ob}(J+1/2)} + \frac{\frac{\dot{m} \cdot c_p(J)}{\alpha(J) \cdot F_{ü}(J)}}{T_{ob}(J+1/2)} \cdot \ln \frac{t_a(J)}{t_e(J)} \right) \right\}_c \right] \\ & + \frac{\dot{m}^2 \cdot R}{2 \cdot p_{sys}} \left[\left\{ \frac{1}{d_h \cdot F_{str}^2} \sum_{J=1}^{NN-1} \psi(J) \cdot \bar{t}(J) \cdot \Delta Z(J) \right\}_c \right. \\ & + \left. \left\{ \frac{1}{d_h \cdot F_{str}^2} \sum_{J=1}^K \psi(J) \cdot \bar{t}(J) \cdot \Delta Z(J) \right\}_{Kü} \right] \quad (47) \end{aligned}$$

Der gesamte Druckverlust im Kreislauf einschließlich der Umlenkungsdruckverluste, die beim Durchströmen durch die oberen und unteren Reflektoren und durch die Gasführungen zwischen Core und Kühler nach Gleichung (44) sich ergeben, wird wie folgt berechnet:

$$\begin{aligned}\Delta p_{ges} &= \Delta p_{Um} + p_{c,e} - p_{Kü,a} \\ &= \Delta p_{Um} + \Delta p_{Kr}\end{aligned}\quad (48)$$

Dieser Druckverlust im Kreislauf wird durch den Druckanstieg in den Gebläsen ausgeglichen. Daraus ergibt sich die Gebläseleistung, wenn das Druckverhältnis $P_{GB,a}/P_{GB,e}$ nahe 1 liegt, wie folgt:

$$P_{GB} = \dot{m} \cdot \frac{\Delta p_{ges}}{\rho} \cdot \frac{1}{\eta_{GB}} \quad (49)$$

oder für ideale Gase:

$$P_{GB} = \frac{\dot{m} \cdot R}{p_{sys}} \cdot \Delta p_{ges} \cdot t_{Kü,a} \cdot \frac{1}{\eta_{GB}} \quad (49a)$$

Aus den Gleichungen (47) und (49a) ist zu ersehen, daß die Gebläseleistung von der Kühlgastemperatur im Kreislauf abhängt und mit zunehmendem Systemdruck kleiner wird.

Bei der Naturkonvektion im geschlossenen Kreislauf strömt das Kühlgas durch die Erhitzung im Core aufwärts und durch die Kühlung im Kühler abwärts. Bei dem Kühlgastemperaturverlauf im Kreislauf zu einer bestimmten Zeit stellt sich aufgrund der unterschiedlichen Dichten im Core und Kühler ein bestimmter Massenstrom ein. Dieser Gleichgewichtsmassenstrom ändert sich mit der Zeit durch die Änderung des Kühlgastemperaturverlaufs. Dabei gilt, daß die Druckverluste im Kreislauf (Reibung und Umlenkung) gleich der Druckerhöhung durch den Auftrieb sind.

Dieser Zustand wird unter Berücksichtigung der Gleichungen (44) und (47) wie folgt beschrieben:

$$\begin{aligned}
 & \frac{g \cdot p_{sys}}{R} \left\{ \sum_{J=1}^K \left(\frac{\Delta Z(J)}{t_w(J+1/2)} + \frac{\frac{\dot{m} \cdot c_p(J)}{KZ_{ges}(J) \cdot F_{\dot{u}}(J)}}{t_w(J+1/2)} \ln \frac{t_a(J)}{t_e(J)} \right) \right\}_{Kü} \\
 & - \left\{ \sum_{J=1}^{NN-1} \left(\frac{\Delta Z(J)}{T_{ob}(J+1/2)} + \frac{\frac{\dot{m} \cdot c_p(J)}{\alpha(J) \cdot F_{\dot{u}}(J)}}{T_{ob}(J+1/2)} \ln \frac{t_a(J)}{t_e(J)} \right) \right\}_c \\
 & = \frac{\dot{m}^2 \cdot R}{2 \cdot p_{sys}} \left[\left\{ \frac{1}{d_h \cdot F_{str}^2} \sum_{J=1}^{NN-1} \psi(J) \cdot \bar{t}(J) \cdot \Delta Z(J) \right\}_c \right. \\
 & \left. + \left\{ \frac{1}{d_h \cdot F_{str}^2} \sum_{J=1}^K \psi(J) \cdot \bar{t}(J) \cdot \Delta Z(J) \right\}_{Kü} + \sum_{j=1}^n \zeta_j \frac{t_j}{F_{str,j}^2} \right] \quad (50)
 \end{aligned}$$

Die Gleichung (50) ist explizit nach \dot{m} nicht lösbar, da die Größen: Kühlgastemperatur $t(J)$ an einzelnen Maschenpunkten, mittlere Kühlgastemperatur $\bar{t}(J)$, Wärmeübergangszahl $\alpha(J)$, Wärmedurchgangszahl $KZ_{ges}(J)$ und Reibungsbeiwert $\psi(J)$ in einzelnen Axialzonen des Kreislaufs von \dot{m} abhängig sind, und der Auftrieb und damit der Massendurchsatz \dot{m} wiederum von diesen Größen abhängig ist. Deswegen wird auch diese Gleichung iterativ gelöst. Dafür wird ein bestimmter Wert des Massenstroms \dot{m}_1 als 1. Näherung angenommen. Mit diesem Wert kann der Ausdruck auf der linken Seite des Gleichheitszeichens der Gleichung (50) berechnet werden. Zwecks Abkürzung des Klammersausdrucks auf der linken Gleichungsseite wird Δp_A dafür eingesetzt. Auch der Ausdruck zwischen den Klammern auf der rechten Seite des Gleichheitszeichens kann mit dem vorher angenommenen Näherungswert für den Massenstrom berechnet werden. Er wird mit der Hilfsgröße Δp_V abgekürzt. Damit nimmt die Gleichung (50) folgende Form an:

$$\frac{g \cdot p_{sys}}{R} \cdot \Delta p_A = \frac{\dot{m}^2 \cdot R}{2 \cdot p_{sys}} \Delta p_V \quad (51)$$

Aus dieser Gleichung (51) kann der Massenstrom bei gegebenem Systemdruck p_{sys} ermittelt werden, dessen Wert \dot{m}' mit dem angenommenen Wert \dot{m}_1 verglichen wird. Von den beiden Werten wird die nächste Näherung \dot{m}_2 wie folgt ermittelt:

$$\dot{m}_2 = \dot{m}_1 - \beta (\dot{m}_1 - \dot{m}') \quad (52)$$

wobei $\beta < 1$ angenommen wird.

Die Rechnung wird mit der neueren Näherung wiederholt und so lange fortgesetzt, bis die Gleichung (50) näherungsweise erfüllt wird. Die Genauigkeit dieses Iterationsverfahrens, die erreicht werden soll, wird angegeben.

3.3 Aufbau des verwendeten Programms

Für die Berechnungen werden die Gleichungen der Abschnitte 3.2.3 bis 3.2.5 und die Programme nach [5] und [6] zugrunde gelegt. Der Aufbau des benutzten Programms, das durch die Koppelung und Erweiterung der oben angegebenen Programme entstanden ist, wird in der Abb. 6 an Hand eines Blockdiagramms dargestellt. Die Beschreibungen der verwendeten Programme sind in der Literatur [5] und [6] angegeben.

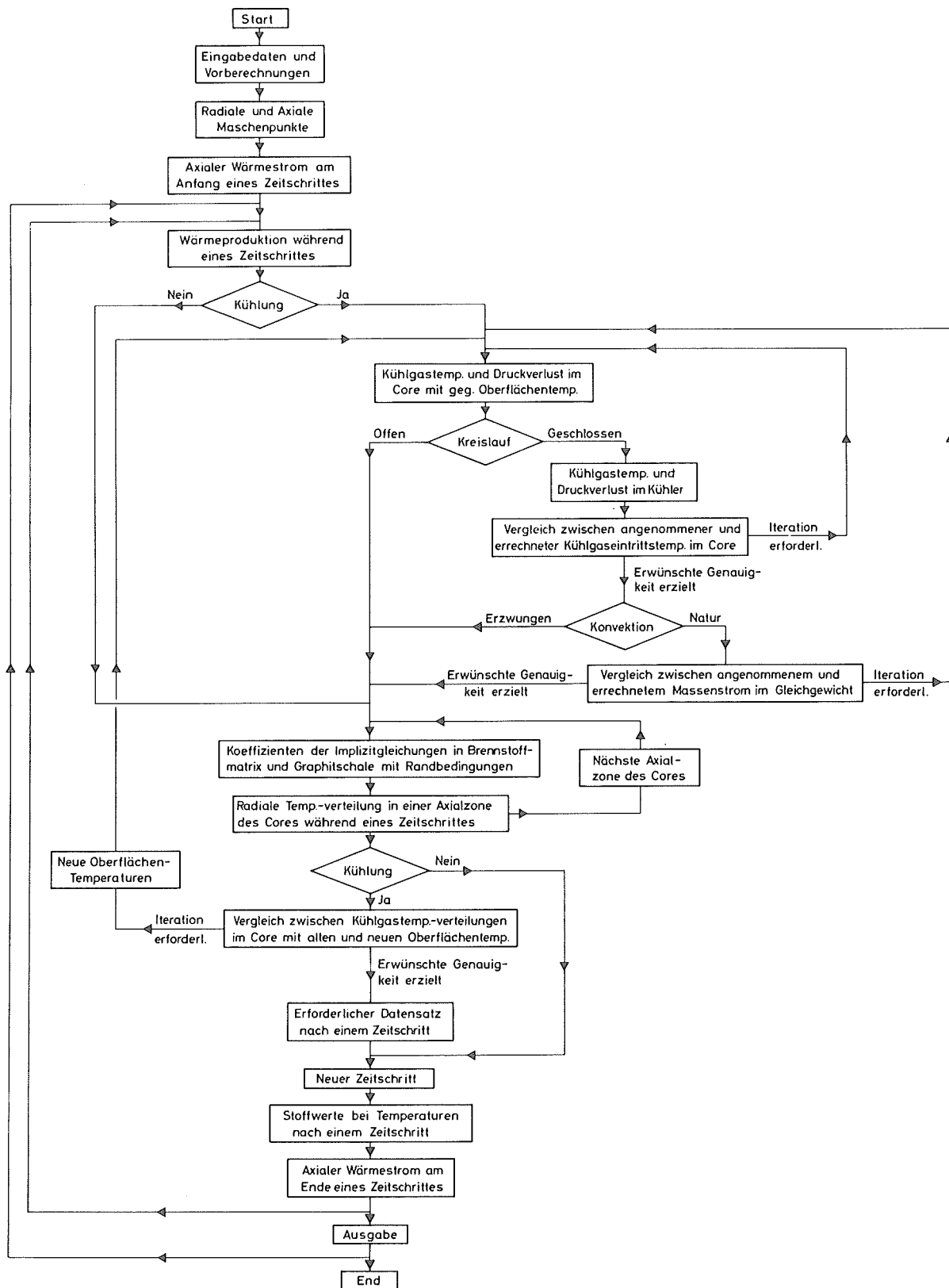


Abb. 6 Blockdiagramm des verwendeten Programms

4. Stationärer Zustand im Core beim Normalbetrieb

Als Anfangszustand für das zeitliche Verhalten aller Zustandsgrößen im Core von HTR-GT- oder HTR-PW-Anlagen wird der stationäre Zustand beim Normalbetrieb bei $\tau = 0$ zur Berechnung angenommen. Bei diesem Zustand herrscht Gleichgewicht zwischen der in den Brennelementen erzeugten und der durch die Kühlgasströmung aus dem Core abgeführten Wärmemenge pro Zeiteinheit.

Für die Berechnung der radialen mikroskopischen und axialen makroskopischen Temperaturverteilungen in den Brennelementen zu diesem Zeitpunkt werden zwei Formen der axialen Leistungsdichteverteilung $f_z(z)$ über die Corehöhe

1. die normale sinusförmige und
2. die nach dem OTTO-Prinzip

zugrunde gelegt. Es wird angenommen, daß das axiale Leistungsdichteprofil sich mit der Zeit nicht ändert.

Der sinusförmige axiale Verlauf des thermischen Neutronenflusses über der Corehöhe ergibt sich aus der elementaren Reaktortheorie für ein zylinderförmiges Core. Es wird angenommen, daß der thermische Neutronenfluß an den Außenrändern der oberen - und unteren Reflektoren Null ist und an den inneren Reflektorseiten keine Reflektorwirkung vorhanden ist. In den Reflektoren nimmt der thermische Neutronenfluß stetig ab. Da die Leistungsdichte proportional zum thermischen Neutronenfluß ist, ist auch die axiale Leistungsdichteverteilung sinusförmig.

Die Leistungsdichteverteilung nach dem OTTO-Prinzip [4] ergibt sich durch das veränderte Beschickungssystem der kugelförmigen Brennelemente im Core. Im konventionellen Kugelhaufenreaktor (z.B. THTR) wird ein Gemisch von frischen und bestrahlten Brennelementen von oben ins Core eingegeben. Dabei durchlaufen die Kugeln das Core und werden von unten abgezogen. Nach mehrmaligem Umlauf (bei THTR insgesamt etwa sechsmal) werden die alten abgebrannten Brennelemente von unten aus dem Zyklus heraus-

genommen und von oben durch frische Brennelemente ersetzt.

Bei dem OTTO (Once Through Then Out)-Prinzip dagegen werden nur frische Brennelemente von oben zugeführt und die Bewegung der Kugeln im Core so sehr verlangsamt, daß sie ihren endgültigen Abbrand schon nach ihrem ersten Coredurchlauf erreicht haben. Danach werden sie aus dem Zyklus herausgenommen. Diese axiale Leistungsdichteverteilung, die in [4] angegeben ist, wurde für die HTR-PW-Anlage (PR 500) entlang der Coreachse berechnet. Hier wird auch diese Verteilung über der Corehöhe normiert und für die HTR-GT-Anlage und HTR-PW-Anlage angenommen.

Die Beziehung zwischen der vollen thermischen Leistung P_{th} des Cores beim Normalbetrieb und der Leistung, die in jeder Axialzone $P_{th}(J)$ des aktiven Cores erzeugt wird, ergibt sich wie folgt (s. Abb. 5):

$$P_{th} = \sum_{J=3}^{NN-3} P_{th}(J) \quad (53)$$

Für die sinusförmige axiale Leistungsdichteverteilung wird die erzeugte Leistung in jeder Axialzone wie folgt berechnet:

$$P_{th}(J) = \frac{P_{th} \cdot \sin \frac{\pi \cdot Z(J)}{H_{ges}}}{\sum_{J=3}^{NN-3} \sin \frac{\pi \cdot Z(J)}{H_{ges}}} \quad (54a)$$

wobei

$$Z(J) = \sum_{j=1}^{j=J-1} \Delta Z(j) + \frac{\Delta Z(J)}{2}$$

für

$$3 \leq J \leq NN - 3.$$

Für die axiale Leistungsdichteverteilung nach dem OTTO-Prinzip ergibt sich die Leistung in jeder Axialzone wie folgt:

$$P_{th}(J) = \frac{P_{th} \cdot LD'(J)}{\sum_{J=3}^{NN-3} LD'(J)} \quad (54b)$$

für

$$3 \leq J \leq NN - 3.$$

wobei die Leistungsdichte $LD'(J)$ nach $|4|$ in der Mitte jeder Axialzone des aktiven Cores bedeutet. Dadurch wird die Leistungsdichteverteilung nach $|4|$ hier normiert.

Nach der Bestimmung der erzeugten Leistung in jeder Axialzone kann die Leistungsdichte in diesen Zonen wie folgt berechnet werden:

$$LD(J) = \frac{4 \cdot P_{th}(J)}{\pi \cdot D_c^2 \cdot \Delta Z(J)} \quad (55)$$

für

$$3 \leq J \leq NN - 3.$$

Daraus ergibt sich die Wärmequelle in jeder Axialzone für den stationären Zustand bei $\tau = 0$ unter Berücksichtigung der Gleichung (16) wie folgt:

Für die kugelförmigen Brennelemente:

$$W(J) = \frac{LD(J) \cdot r_A^3}{(1 - \epsilon_{Kg}) \cdot r_T^3} \quad (56a)$$

Für die prismatischen Brennelemente:

$$W(J) = \frac{LD(J) \cdot (r_A^2 - r_K^2)}{(1 - \epsilon_{pr}) \cdot (r_A^2 - r_T^2)} \quad (56b)$$

Die Aufheizung des Kühlgases Helium beim Normalbetrieb im Core ergibt sich wie folgt:

$$\dot{m}_{NB} \cdot c_p \cdot dt_G(Z) = P_{th}(Z) \cdot dZ \quad (57)$$

oder

$$\dot{m}_{NB} \cdot c_p \cdot [t_a(J) - t_e(J)] = P_{th}(J) \quad (57a)$$

Da die Kühlgaseintrittstemperatur im Core beim Normalbetrieb bekannt ist, kann die Erwärmung des Kühlgases in jeder einzelnen Axialzone nach Gleichung (57a) berechnet werden.

Die mittlere Kühlgastemperatur in jeder Axialzone wird als arithmetisches Mittel der Kühlgaseintritts- und -austrittstemperatur in dieser Zone angenommen. Diese mittlere Kühlgastemperatur wird für die Kühlbedingung nach Gleichung (32a) bzw. Gleichung (32b) an den Brennelementoberflächen beim stationären Zustand zugrunde gelegt.

Mit Hilfe der Wärmequellen nach Gleichung (56a) bzw. Gleichung (56b) und der im Abschnitt 3 beschriebenen Randbedingungen können die mikroskopischen Radialtemperaturverteilungen in den Brennelementen bei jeder Axialzone für den Anfangszustand numerisch oder analytisch berechnet werden.

Dieser Anfangszustand wird mit dem Programm berechnet. Dafür wird anstelle der Anfangstemperaturverteilung über den Brennelementradius in einer Axialzone eine konstante Temperatur, wie z.B. die mittlere Kühlgastemperatur, an allen radialen Maschenpunkten angegeben. Mit den konstanten Wärmequellen und Randbedingungen berechnet das Programm die radiale Anfangstemperaturverteilungen in allen Axialzonen.

Die axialen Leistungsdichteverteilungen für die betrachteten Anlagen und Brennelemente sind in Abb. 7, 8, 9 und 10 dargestellt. Darin sind auch die dazugehörigen Temperaturen des Kühlgases, die der Brennelementoberflächen und die der höchsten Temperaturen in den Brennelementen über der Corehöhe darge-

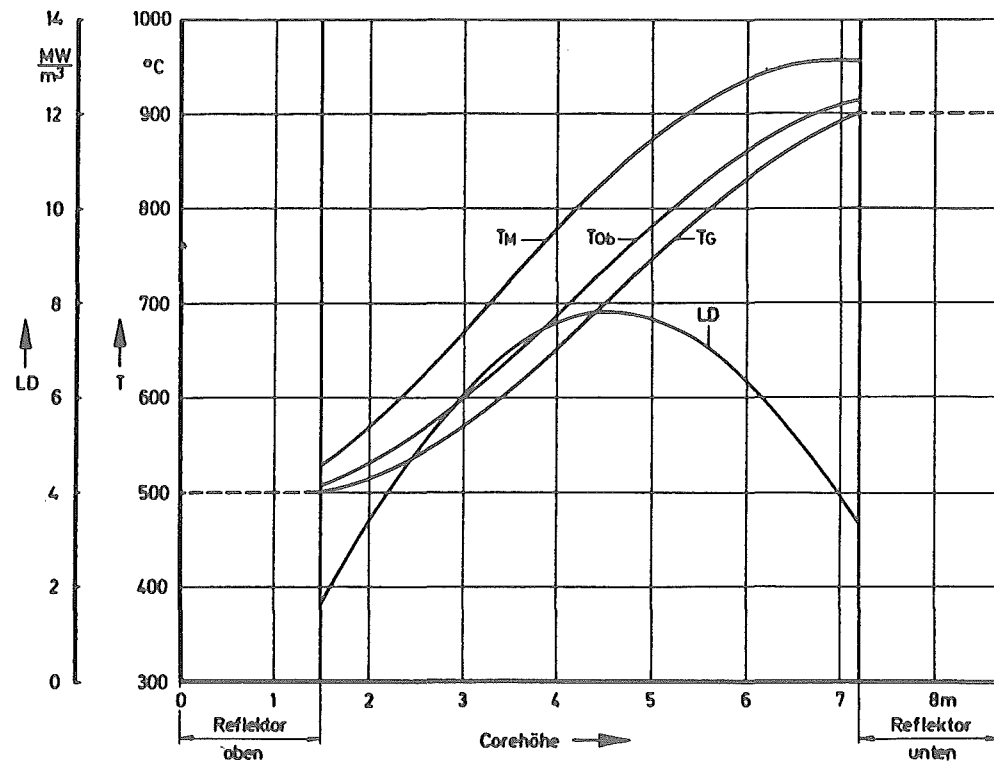
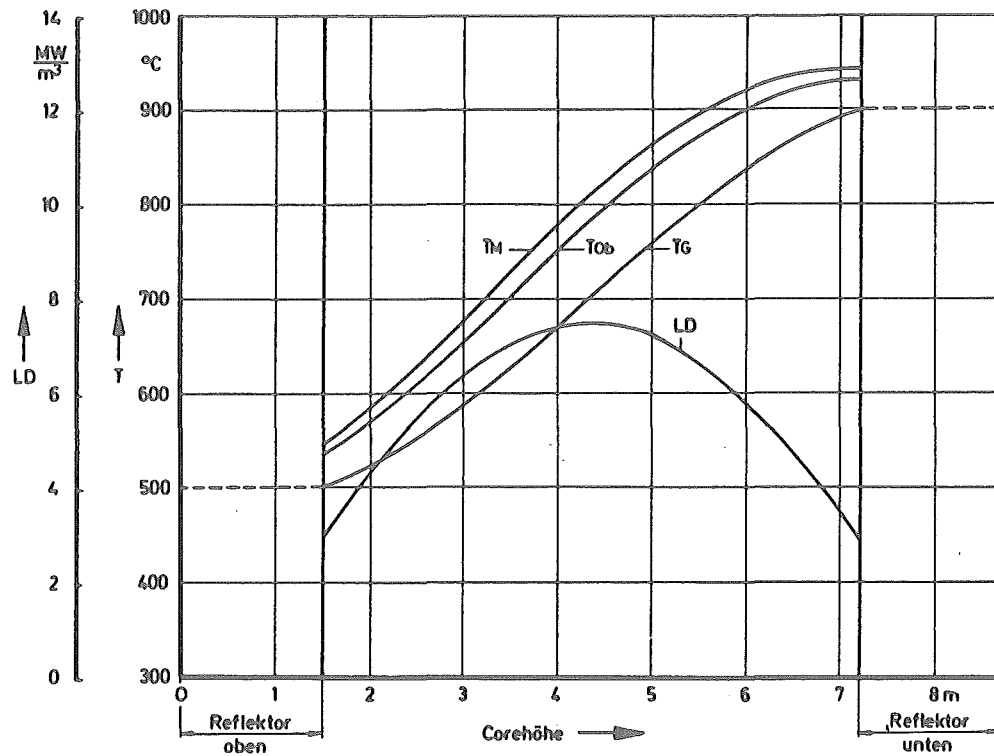


Abb. 7 oben; HTR-GT-Anlage mit prismatischen Brennelementen

Abb. 8 unten; HTR-GT-Anlage mit kugelförmigen Brennelementen

Axiale Verteilungen der Leistungsdichte LD (sinusförmige) und der Temperaturen (T_G : im Kühlgas; T_{Ob} : an den Brennelementoberflächen; T_M : Maximalwerte in den Brennelementen)

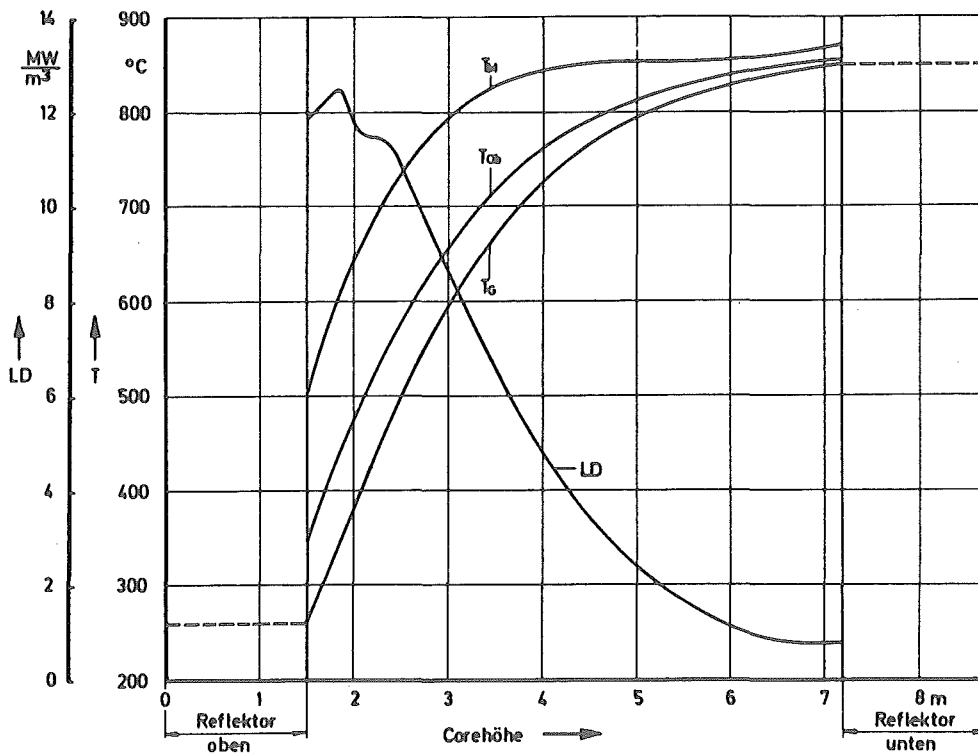
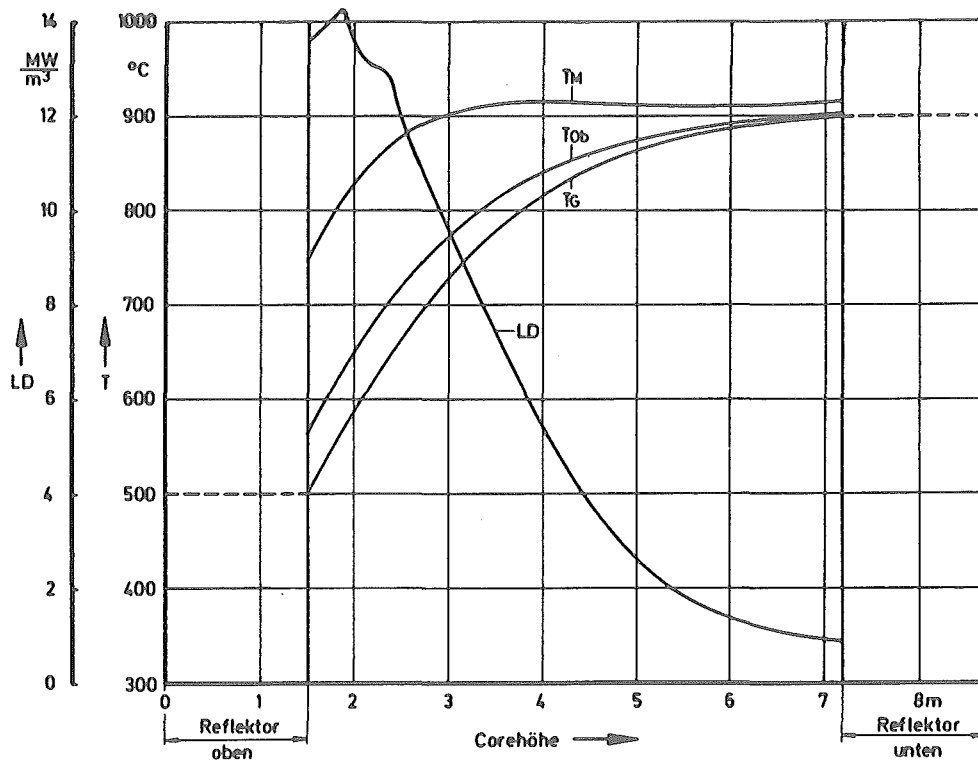


Abb. 9: oben; HTR-GT-Anlage mit kugelförmigen Brennelementen

Abb. 10 unten; HTR-PW-Anlage mit kugelförmigen Brennelementen

Axiale Verteilungen der Leistungsdichte LD (OTTO-Prinzip) und der Temperaturen (T_g : im Kühlgas; T_{ob} : an den Brennelementoberflächen; T_M : Maximalwerte in den Brennelementen)

stellt. Diese Verteilungen bilden den Anfangszustand für alle Transienten.

Es ist hier zu erwähnen, daß in Abb. 8 das Maximum der Leistungsdichteverteilung etwas unterhalb der Mitte der Kugelschüttung liegt. Diese Verschiebung wird durch den Leerraum zwischen Kugelschüttung und oberem Reflektor verursacht, welcher neutronphysikalisch eine Verschlechterung der Reflektorstreuung zur Folge hat. Dieses Verhalten wird dadurch berücksichtigt, daß bei der Berechnung der Leistungsdichteverteilung die Dicke des oberen Reflektors kleiner angenommen wird als seine geometrische Abmessung.

5. Das Transienten-Verhalten im Core nach dem Abschalten des Reaktors

5.1 Allgemeines

Durch die Spaltung der Brennstoffatome, verursacht durch die Spaltung im Core, wird der Hauptanteil der Wärme, d.h. über 90 %, unmittelbar in Form von kinetischer Energie der Spaltprodukte, der Spaltneutronen und prompter Gammastrahlung erzeugt. Die übrige Wärme erscheint verzögert in Form von Beta-Teilchen und Gammaquanten durch den Zerfall von radioaktiven Spaltprodukten. Während des Reaktorbetriebes wächst die Konzentration dieser Spaltprodukte bis zu einem Gleichgewichtszustand an. Nach dem Abschalten des Reaktors zerfallen diese Spaltprodukte weiterhin und liefern Energie in Form von Beta- und Gammastrahlung. Diese anfallende und zeitlich abklingende Wärme wird Nachwärme genannt. Um eine Überhitzung von Teilen des Reaktors während der Nachwärmeproduktion, die nach Abschalten des Reaktors als Normalfall oder nach einem Störfall im Core auftritt, zu vermeiden, müssen Maßnahmen getroffen werden, die die Abführung der zeitlich abklingenden Nachwärmeproduktion gewährleisten. Zur sicheren Abführung dieser Wärmeleistung sind verschiedene Systeme mit unterschiedlichem Aufwand möglich. Wie schon in der Einleitung erwähnt, kommen dafür Systeme mit Natur- oder erzwungenen Konvektion infrage. Beide Systeme werden hier für die Untersuchungen zugrunde gelegt.

Die Untersuchungen haben die Ermittlung der Temperaturverteilung im Core für verschiedene Fälle zum Ziel. Aus den Ergebnissen kann die Wirksamkeit des Nachwärmeabfuhrsystems beurteilt werden.

Zuerst wird der zeitliche Verlauf der Nachwärmeproduktion angegeben.

5.2 Zeitliche Änderung der Nachwärmeproduktion im Core nach dem Abschalten des Reaktors

Für praktische Aufgaben sind empirische Gleichungen zusammengestellt worden, die die Energiefreigaberate aus dem Spalt-

produktgemisch im Core infolge der Beta- und Gammastrahlung ergeben. KNABE und PUTNAM [15] haben für die Betaenergie-Emissionsrate und ZIGMANN und MACKING [16] für die Gammaenergie-Emissionsrate empirische Gleichungen aufgestellt, die mit verschiedenen Versuchsergebnissen und Rechenverfahren einigermaßen übereinstimmen und den zeitlichen Verlauf nach der Spaltung beschreiben:

$$\beta(\tau) = 1,9 \cdot \tau^{-1,2} - 1,15 \cdot \tau^{-1,957} - 10,9 \cdot (\tau + 10^5)^{-1,366} \quad (58)$$

$$\gamma(\tau) = 2,78 \cdot \tau^{-1,23} - 2,41 \cdot \tau^{-1,45} \quad (59)$$

τ ist die Zeit nach der Spaltung in Sekunden. Diese Gleichungen sind für den Bereich $1 \leq \tau \leq 10^7$ gültig und ergeben die Energiefreisetzungsrate in MeV/sec/Spaltung.

Der Betrag der Nachwärme P_N bei einer bestimmten Zeit nach dem Abschalten des Reaktors hängt von der Abschaltdauer τ ab, dem Zeitintervall 0 bis τ_{NB} , in dem der Reaktor in Betrieb war, und von der thermischen Leistung des Reaktors $P_{th}(\tau')$ während seiner Betriebsdauer. Man kann diesen Betrag mit den Gleichungen (58) und (59) berechnen, wenn man diese Gleichungen über die Reaktorbetriebsdauer integriert:

$$P_N = \int_0^{\tau_{NB}} R(\tau') \cdot \left[\beta(\tau + \tau_{NB} - \tau') + \gamma(\tau + \tau_{NB} - \tau') \right] d\tau' \quad (60)$$

wobei

$$\tau + \tau_{NB} - \tau'$$

= Zerfallszeit der Spaltprodukte, die zur Zeit τ' durch die Spaltungen erzeugt werden,

$$\begin{aligned} R(\tau') &= \text{Reaktionsrate im Core zur Zeit } \tau' \\ &= 3,1 \cdot 10^{10} \cdot P_{th}(\tau') \end{aligned}$$

Es wird angenommen, daß während des Reaktorbetriebes die thermische Leistung P_{th} konstant sei oder sprunghaft von einem Niveau zum andern geändert werden kann.

Für eine konstante thermische Leistung P_{th} während des gesamten Reaktorbetriebes ergibt sich der Verlauf der Nachwärme über die Abschaltzeit τ aus der Gleichung (60) wie folgt:

$$\begin{aligned} \frac{P_N}{P_{th}} = & 4,96 \cdot 10^{-3} \cdot \left[9,5 \cdot \left\{ \tau^{-0,2} - (\tau + \tau_{NB})^{-0,2} \right\} - 1,2 \cdot \left\{ \tau^{-0,957} \right. \right. \\ & \left. \left. - (\tau + \tau_{NB})^{-0,957} \right\} - 29,8 \cdot \left\{ (\tau + 10^5)^{-0,366} - (\tau + 10^5 + \tau_{NB})^{-0,366} \right\} \right. \\ & \left. + 12,1 \cdot \left\{ \tau^{-0,23} - (\tau + \tau_{NB})^{-0,23} \right\} - 5,35 \cdot \left\{ \tau^{-0,45} \right. \right. \\ & \left. \left. - (\tau + \tau_{NB})^{-0,45} \right\} \right] \quad (61) \end{aligned}$$

In der Abb. 11 ist die zeitliche Änderung der Nachwärmeproduktion für die Reaktorbetriebsdauer $\tau_{NB} = 10^6$ sec, d.h. ungefähr 12 Tage, und für $\tau_{NB} = 10^9$ sec, d.h. ungefähr 30 Jahre, nach Gleichung (61) dargestellt. Es ist zu ersehen, daß die Nachwärmeproduktion bei längerer Reaktorbetriebsdauer nach viermonatiger Abschaltung des Reaktors immerhin ungefähr 0,2 % der normalen thermischen Leistung beträgt. Außerdem ist zu erkennen, daß der Betrag der Nachwärme nach kurzem Reaktorbetrieb ungefähr gleich dem nach längerem Reaktorbetrieb ist. Das bedeutet, daß die Gleichgewichtskonzentration der meisten Spaltprodukte nach einigen Monaten des Reaktorbetriebes erreicht wird, und daß die Nachwärmeproduktion nach dem Abschalten des Reaktors am Anfang schnell sinkt. Daraus ergibt sich, daß der Hauptanteil der Nachwärmeproduktion durch den Zerfall der kurzlebigen Spaltprodukte hervorgerufen wird. Der Anteil der vorwiegend kurzlebigen Spaltprodukte an der Wärmeproduktion im Verhältnis zur Gleichgewichtskonzentration aller Spaltprodukte ist von der gefahrenen Leistung vor dem Abschalten abhängig.

Es zeigt sich, daß die Nachwärmeproduktion dadurch verringert werden kann, daß die Reaktorleistung kurz vor dem Abschalten auf eine niedrigere Leistung gebracht wird. Diesem Sachverhalt wird entsprechend Gleichung (60) Rechnung getragen:

$$P_N = 3,1 \cdot 10^{10} \left[\int_0^{\tau_{VB}} P_{th}(\tau') \cdot \left\{ \beta(\tau + \tau_{VB} + \tau_{\ddot{u}B} - \tau') + \gamma(\tau + \tau_{VB} + \tau_{\ddot{u}B} - \tau') \right\} d\tau' + \int_{\tau_{VB}}^{\tau_{VB} + \tau_{\ddot{u}B}} P_{th}(\tau') \cdot \left\{ \beta(\tau + \tau_{VB} + \tau_{\ddot{u}B} - \tau') + \gamma(\tau + \tau_{VB} + \tau_{\ddot{u}B} - \tau') \right\} d\tau' \right] \quad (62)$$

wobei hier bedeuten:

τ_{VB} = Betriebsdauer bei voller Reaktorleistung

$\tau_{\ddot{u}B}$ = Betriebsdauer bei niedriger konstanten Übergangsleistung im Core vor dem Abschalten

Aus der Gleichung (62) ergibt sich die Nachwärme nach dem Abschalten des Reaktors durch die Annahme, daß der Reaktor bei voller thermischer Leistung für sehr lange Zeit in Betrieb war.

$$\frac{P_N}{P_{th}} = 4,96 \cdot 10^{-3} \left[9,5 \cdot (\tau + \tau_{\ddot{u}B})^{-0,2} - 1,2 \cdot (\tau + \tau_{\ddot{u}B})^{-0,957} - 29,8 \cdot (\tau + 10^5 + \tau_{\ddot{u}B})^{-0,366} + 12,1 \cdot (\tau + \tau_{\ddot{u}B})^{-0,23} - 5,35 \cdot (\tau + \tau_{\ddot{u}B})^{-0,45} + LA \cdot (9,5 \left\{ \tau^{-0,2} - (\tau + \tau_{\ddot{u}B})^{-0,2} \right\} - 1,2 \cdot \left\{ \tau^{-0,957} - (\tau + \tau_{\ddot{u}B})^{-0,957} \right\} - 29,8 \left\{ (\tau + 10^5)^{-0,366} - (\tau + 10^5 + \tau_{\ddot{u}B})^{-0,366} \right\} + 12,1 \left\{ \tau^{-0,23} - (\tau + \tau_{\ddot{u}B})^{-0,23} \right\} - 5,35 \left\{ \tau^{-0,45} - (\tau + \tau_{\ddot{u}B})^{-0,45} \right\}) \right] \quad (63)$$

wobei die Konstante LA das Verhältnis der gefahrenen Leistung vor dem Abschalten zur vollen thermischen Leistung darstellt.

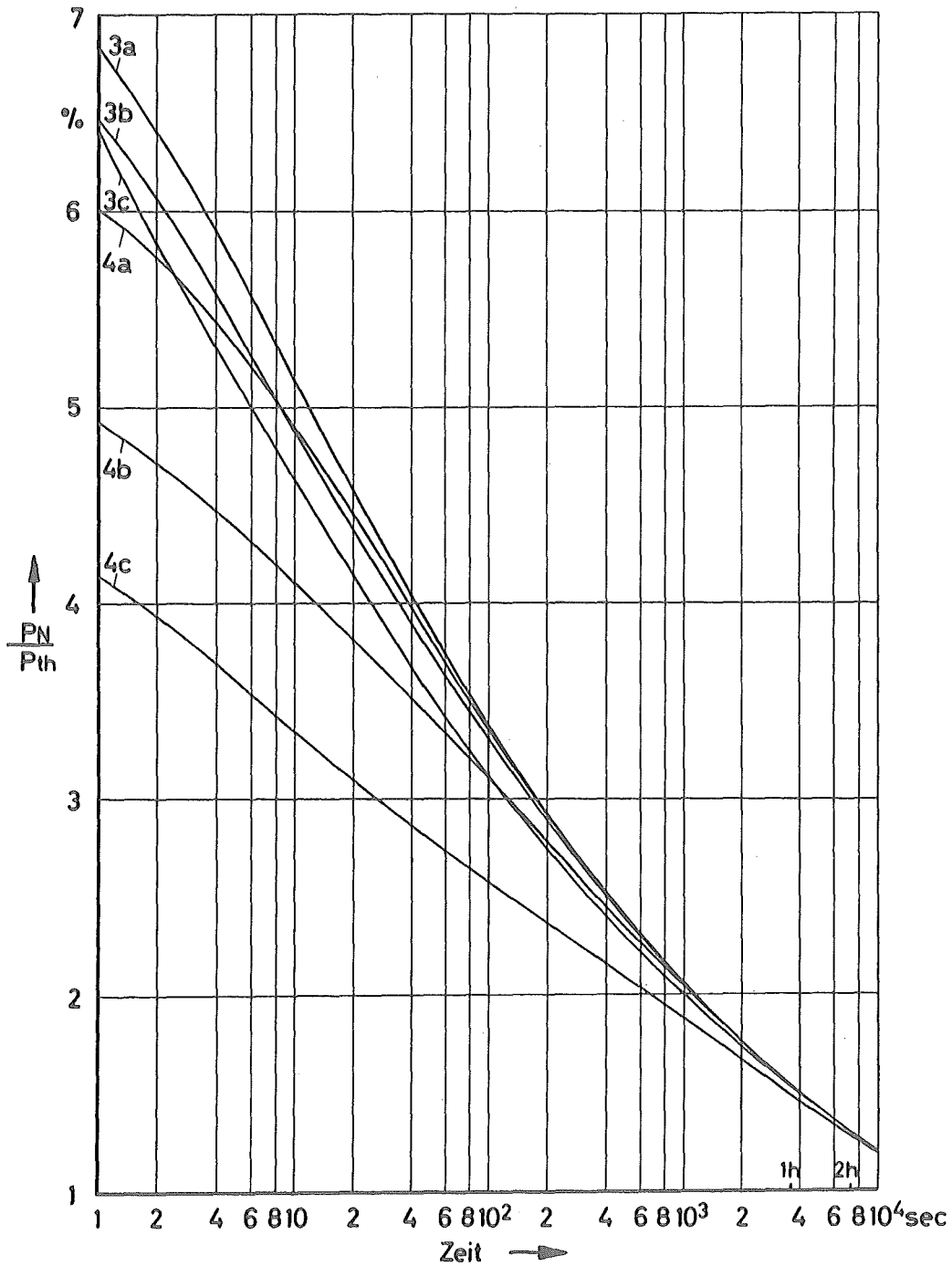


Abb. 12 Zeitliche Änderung der Nachwärmeproduktion

Fall 3: Gefahrene Leistung vor dem Abschalten = $0,8 \cdot P_{th}$ } a) $\tau_{\ddot{u}B} = 10^1$ s.
 Fall 4: Gefahrene Leistung vor dem Abschalten = $0,4 \cdot P_{th}$ } b) $\tau_{\ddot{u}B} = 10^2$ s.
 c) $\tau_{\ddot{u}B} = 10^3$ s.

($\tau_{\ddot{u}B}$ = Betriebsdauer der verminderten Übergangsleistung)

In der Abb. 12 ist die zeitliche Änderung der Nachwärmeproduktion für unterschiedliche Übergangszeiten der Leistungsverminderung vor dem Abschalten des Reaktors nach Gleichung (63) dargestellt. Aus dieser Darstellung ist zu entnehmen, daß größere Übergangszeiten und größere Leistungsverminderungen vor der Reaktorabschaltung zu einer kleineren Nachwärmeproduktion unmittelbar nach erfolgter Abschaltung führen. Erst nach einer Abschaltzeit von 10^4 sec wird in allen Fällen etwa die gleiche Nachwärme produziert.

Für die weiteren Untersuchungen wird der Verlauf der Nachwärme bei längerer Reaktorbetriebsdauer ohne Senkung der Leistung in der Übergangszeit vor der Reaktorschaltung zugrunde gelegt (Fall 1). Dieser pessimistische Fall wird angenommen, da bei den Störfällen irgendwann während des Reaktorbetriebes ein Scram erforderlich sein kann.

Beim Abschalten des Reaktors, d.h. bei $\tau = 0$ sec, ist der Betrag der Nachwärme gleich der Reaktorleistung P_{th} . Der Betrag der Nachwärme bei $\tau \geq 1$ sec ergibt sich durch den Kurvenverlauf 1 in Abb. 11. Als erste Näherung für die Nachwärmeproduktion zwischen den Grenzen 0 und 1 sec. wird ein linearer Verlauf von P_{th} bis $P_{\infty}(\tau = 1 \text{ sec})$ angenommen.

Bei der Berechnung der Nachwärmeproduktion wird der geringere Anteil der Wärmeproduktion durch kurzlebige verzögerte Neutronen vernachlässigt.

5.3 Nachwärmeabfuhr aus dem Core der HTR-GT-Anlage

Die Nachwärmeabfuhr einer HTR-GT-Anlage erfordert ein spezielles Nachwärmeabfuhrsystem. Im Prinzip wäre die Nachwärme auch mit dem Turbosatz des Hauptkreislaufs abführbar, was jedoch aus Gründen der Sicherheit nicht ratsam ist. Es soll die Nachwärmeabfuhr auch bei einer Druckentlastung des Kreislaufes bis auf den Wert 1 bar sichergestellt sein, da diese Druckentlastung infolge eines pessimistisch angenommenen Störfalles nicht vollends aus-

geschlossen werden kann Überlegungen der Wirtschaftlichkeit und solche aus dem Bereich der Sicherheitsanalyse führen dazu, ein über ein weites Druckniveau im Kreislauf anwendbares separates Nachwärmeabfuhrsystem zu konzipieren. Außerdem muß dieses System wegen der Sicherheitserfordernisse redundant ausgelegt werden. Das erfolgt unter Verwendung von vier Gebläsen, während für die Nachwärmeabfuhr mit erzwungener Konvektion zwei Gebläse ausreichen würden. Da die Naturkonvektion ein inhärent sicheres System darstellt, ist seine Zuverlässigkeit gewährleistet. Durch die Unterbringung der Rippenkühler im Spannbetonbehälter wird ein sicheres Kühlsystem eingebaut. Das Linerkühlsystem ist sowieso redundant ausgelegt. Die Zuverlässigkeit des Nachwärmeabfuhrsystem für beide Fälle (Natur- und erzwungene Konvektion) kann erhöht werden, wenn die Absperrorgane im Kühlkreislauf so angebracht werden, daß sie von außen erreichbar sind, um ihre Funktionsfähigkeit von Zeit zu Zeit prüfen zu können.

5.3.1 Kühlung mittels Naturkonvektion

Der Naturumlauf kommt durch ein Temperaturgefälle zwischen Core und Kühler zustande, und das daraus resultierende Dichtegefälle verursacht in Verbindung mit dem Gravitationsfeld das notwendige Druckgefälle für den Umlauf des Kühlgases. Bei der Naturkonvektion entstehen viele Probleme, die untersucht werden müssen, bevor sie als geeignetes System zur Nachwärmeabfuhr eingesetzt werden kann. Es muß untersucht werden, wieviel Wärmemenge pro Zeiteinheit aus dem Core durch Naturkonvektion im gegebenen Kühlkreislauf bei verschiedenen Systemdrücken abgeführt werden kann. Diese Untersuchung erfolgte in [5]. Ferner muß untersucht werden, wie sich das Temperaturprofil im Core bei der Nachwärmeproduktion ändert, wenn durch die Naturkonvektion eine Umkehrung der Strömung stattfindet, wobei die heißen Stellen nahe des Corebodens gekühlt und die kälteren Stellen am oberen Teil des Cores erhitzt werden. Diese Umschichtung des Temperaturprofils findet bei verschiedenen Systemdrücken in verschiedenen Zeitintervallen statt. Um festzustellen, ob während dieses Vorgangs unzulässig hohe Temperaturen im Core

auftreten, werden Berechnungen für die Nachwärmeabfuhr durch die Naturkonvektion bei verschiedenen Drücken durchgeführt.

Zuerst wird ein Druck von 60 bar gewählt, der auch während des normalen Reaktorbetriebs im Core herrscht. Es sei darauf hingewiesen, daß jedoch in der HTR-GT-Anlage bei stillstehendem Turbosatz ein Ausgleichsdruck von ca. 40 bar herrscht. Die Rechnungen werden aber mit dem oben angegebenen Druck von 60 bar durchgeführt, um die größte Wirkung der Naturkonvektion zu zeigen. Zweitens wird angenommen, daß durch einen Störfall, z.B. Bruch der Heißgasleitung vom Core zur Turbine, ein Druckabfall im gesamten System bis auf 1 bar stattfindet (kein druckhaltendes Containment). Dieser Druck von 1 bar für die Nachwärmeabfuhr ist als sehr pessimistisch anzusehen. In die Sicherheitskonzeption der HTR-GT-Anlage bei der nichtintegrierten Bauweise, wie schon erwähnt, wird vorgesehen, daß die gesamte Anlage in einem äußeren druckhaltenden Containment untergebracht wird. Es wird angenommen, daß beim Störfall mit Gasverlust aus dem System ein Mischdruck von 5 bar im Containment entsteht. Im Falle einer Druckentlastung im System gibt es ferner die Möglichkeit mittels der Heliumspeicheranlage, die für die Druckpegelregelung während des Reaktorbetriebes vorgesehen ist, den Druck im Kreislauf wieder aufzubauen, der mit einem Wert von 20 bar angenommen wird. Diese vier angenommenen Systemdrücke werden für die Berechnungen zugrunde gelegt.

In den Abbildungen 13a bis 13d bzw. 14a bis 14d sind die mittleren zeitabhängigen Temperaturverteilungen im Corematerial eines Reaktors mit kugelförmigen bzw. prismatischen Brennelementen für verschiedene Systemdrücke unter Zugrundelegung einer sinusförmigen Leistungsdichteverteilung dargestellt. Außerdem wird hierfür angenommen, daß der Reaktor in einigen Sekunden, z.B. 7 sec, abgeschaltet wird und in dieser Zeit eine Strömungsumkehrung im Core stattfindet. Die letzte Annahme ist speziell bei dem Systemdruck von 20 bar nicht exakt, aber als 1. Näherung hinreichend genau. Es wird später (s. Abschnitt 5.5) gezeigt, daß der Einsatzzeitpunkt für die Kühlung für die Nachwärmeabfuhr eine Verzögerungszeit haben kann. Die beiden extremen Fälle bei Systemdrücken von 1 und 60 bar sind in Abb. 15a

und 15b für einen Reaktor mit kugelförmigen Brennelementen unter der Annahme einer Leistungsdichteverteilung nach dem OTTO-Prinzip dargestellt.

Die Temperaturverteilung über der Corehöhe bei der Zeit von 0 min ist auf allen Abbildungen aus dem stationären Zustand ermittelt, der in den Abbildungen 7, 8 und 9 für verschiedene Fälle dargestellt ist. Diese Verteilung stellt den arithmetischen Mittelwert zwischen der höchsten Temperatur im Brennelement und der an dessen Oberflächen dar. Während der Nachwärmeproduktion nach dem Abschalten des Reaktors kommt es aber zu einem sehr schnellen Temperatúrausgleich über dem Brennelementquerschnitt (s. Abschnitt 5.5), so daß dann quasi über dem ganzen Querschnitt des Brennelements die gleiche Temperatur herrscht.

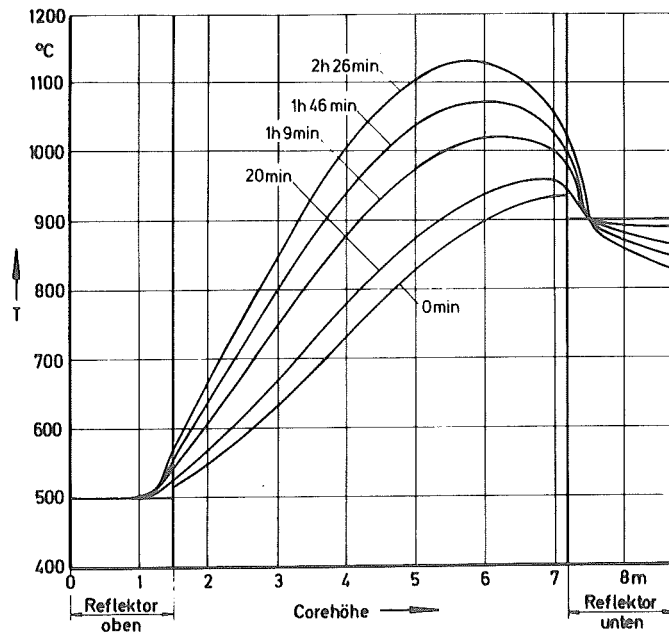
Für die Rechnungen wurde eine konstante mittlere Wassertemperatur von 20 °C im Rippenkühler angenommen. Diese Annahme wird auch bei anderen Fällen für die Nachwärmeabfuhr festgehalten, um die Auswirkung anderer Parameter analysieren zu können. (Die Variation der Wassertemperatur zwischen 15 °C und 30 °C ergab keinen nennenswerten Unterschied für die Nachwärmeabfuhr).

Bei dem Systemdruck von 1 bar stellt sich in allen diesen drei Fällen heraus, daß die Temperatur mit der Zeit im Core an fast allen Stellen weiter steigen, weil der Massenstrom des Kühlgases infolge der Naturkonvektion sehr gering ist, und damit nur kleinere Wärmemengen aus dem Core abgeführt werden können. Außerdem ändert sich dieser Massenstrom über der Zeit sehr geringfügig. Lediglich der untere Reflektor wird durch die niedrige Kühlgastemperatur auf der Eintrittsseite etwas gekühlt. Aus dem Core austretende Kühlgas, das eine Temperatur von 500 °C hat, kühlt sich infolge des großen Temperaturunterschiedes im Kühler sehr schnell auf das Niveau der Wassertemperatur ab. Mit dieser Temperatur von etwa 20 °C tritt das Kühlgas wieder in das Core ein. Aus den Abbildungen 13a und 14a ist zu entnehmen, daß beim Systemdruck um 1 bar keine Wärmeumschichtung im Core in dieser Zeit stattfindet.

Aus der Abb. 15a ist zu entnehmen, daß bei einem Reaktor mit der Leistungsdichteverteilung nach dem OTTO-Prinzip wegen der höheren Leistungsdichten im oberen Corebereich, die Naturkonvektion bei niedrigen Drücken nicht ausreichen würde, um gerade von diesen Stellen genügend Wärme abzuführen. Deswegen wird die weitere Untersuchung in diesem Fall nur bei einem Systemdruck von 60 bar durchgeführt.

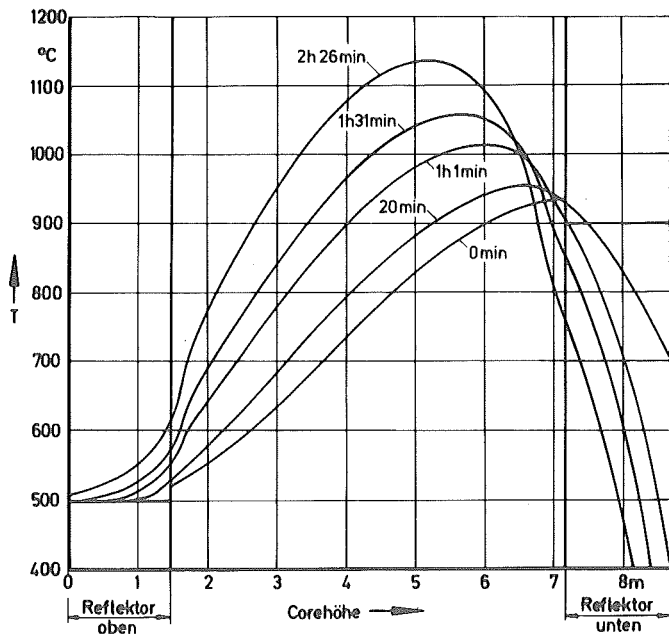
Die Abb. 13b und 14b zeigen das Temperaturverhalten der Corematerialien bei einem Systemdruck von 5 bar nach dem Abschalten des Reaktors. Dabei wird deutlich, daß die im unteren Reflektor gespeicherte Wärmemenge in Kühlgasströmungsrichtung umgelagert wird. Selbst eine Zeit von ca. 2 1/2 h nach dem Abschalten des Reaktors reicht nicht aus, diese tatsächlich im Core erzeugte Wärmemenge abzuführen. An den Stellen im Core, wo die meiste Nachwärme produziert wird, wird zusätzlich Wärme aus dem unteren Corebereich zugeführt, und die mittlere Brennelementtemperatur steigt auf einen Wert von ca. 1100 °C an. Dabei ist zu berücksichtigen, daß durch die Vernachlässigung des radialen Leistungsdichteprofiles im Core die dargestellte Temperatur nur einen Mittelwert über dem Corequerschnitt darstellt. Die echte Hotspot-Temperatur liegt höher, was aber bei diesen Berechnungen nicht ermittelt wurde. Die zu erwartenden Abweichungen sind vom radialen Profil der Leistungsdichte und des Massenstroms abhängig.

Bei dem Systemdruck von 20 bar kommt deutlich hervor, daß die Wärmeumschichtung im Core schnell stattfindet. Die Temperaturspitzen der mittleren Temperaturen liegen hier niedriger als beim Systemdruck von 5 bar. Außerdem wird durch den höheren Massenstrom des Kühlgases mehr Wärmemenge auch an den Stellen der höchsten Leistungsdichten abgeführt, als dort produziert wird. Andererseits wird aber ein erheblicher Teil der Wärmemenge am oberen Teil des Cores gespeichert, wobei sich dort ein Temperaturanstieg von ca. 300 °C gegenüber dem normalen stationären Zustand ergibt. Die dabei auftretende Temperatur von ca. 800 °C kann als unzulässig für die an dieser Stelle des Cores befind-



a) $p = 1 \text{ bar}$

Zeit	0 min	2h26min.
$\dot{m} \text{ [kg/s]}$	0,08	0,07
$t_{c,e} \text{ [}^{\circ}\text{C]}$	20,0	20,0
$t_{c,a} \text{ [}^{\circ}\text{C]}$	500,0	500,0
$Q_{ab} \text{ [MW]}$	0,2	0,18



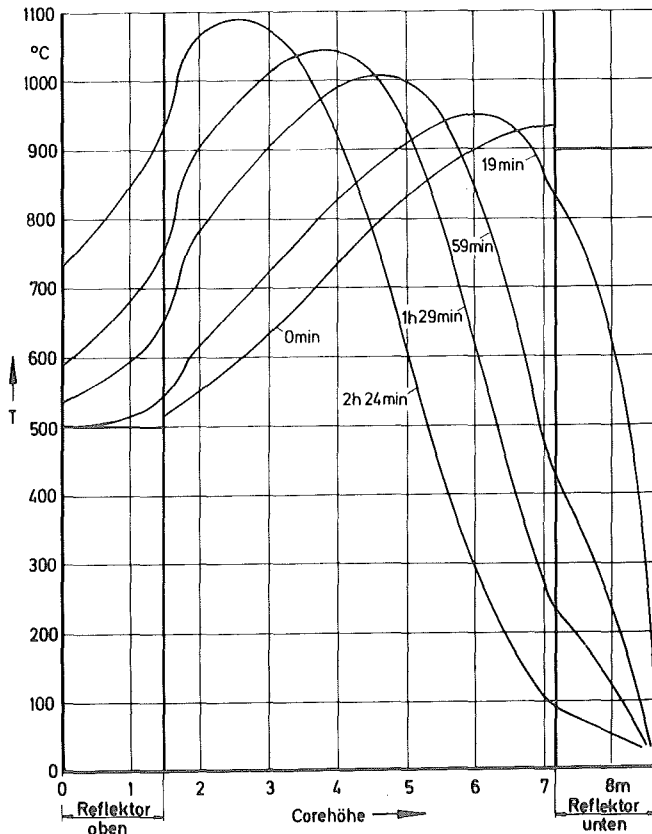
b) $p = 5 \text{ bar}$

Zeit	0 min	2h26min.
$\dot{m} \text{ [kg/s]}$	1,2	1,17
$t_{c,e} \text{ [}^{\circ}\text{C]}$	20,0	20,0
$t_{c,a} \text{ [}^{\circ}\text{C]}$	500,0	521,0
$Q_{ab} \text{ [MW]}$	3,1	3,0

Brennelemente: kugelförmig

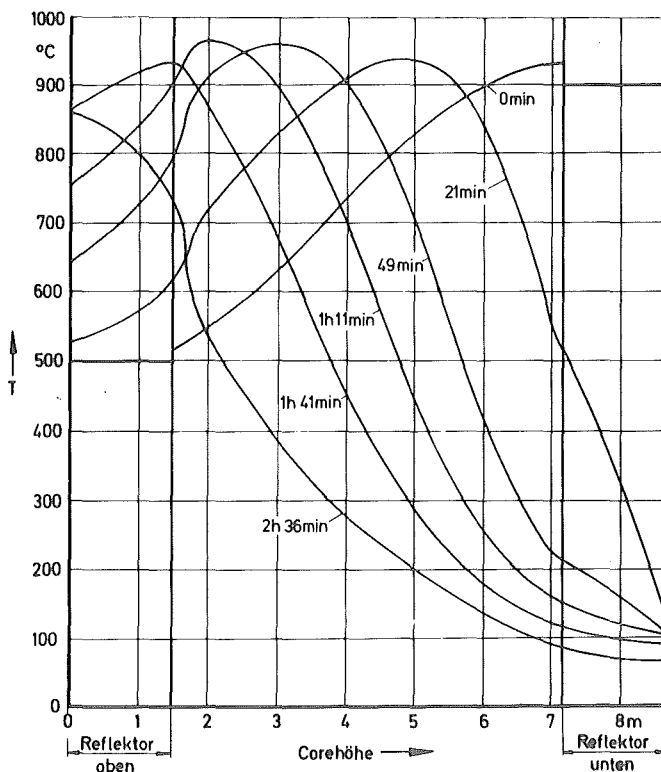
Axiale Leistungsdichteverteilung: sinusförmig

Abb. 13 Mittlere zeitabhängige Temperaturverteilungen in Corematerialien bei Strömungsumkehr infolge Naturkonvektion.



c) $p = 20 \text{ bar}$

Zeit	0 min	2h24min.
$\dot{m} \text{ [kg/s]}$	6,1	4,84
$t_{c,e} \text{ [}^\circ\text{C]}$	35,0	29,0
$t_{c,a} \text{ [}^\circ\text{C]}$	500,0	773,0
$Q_{ab} \text{ [MW]}$	14,8	18,7



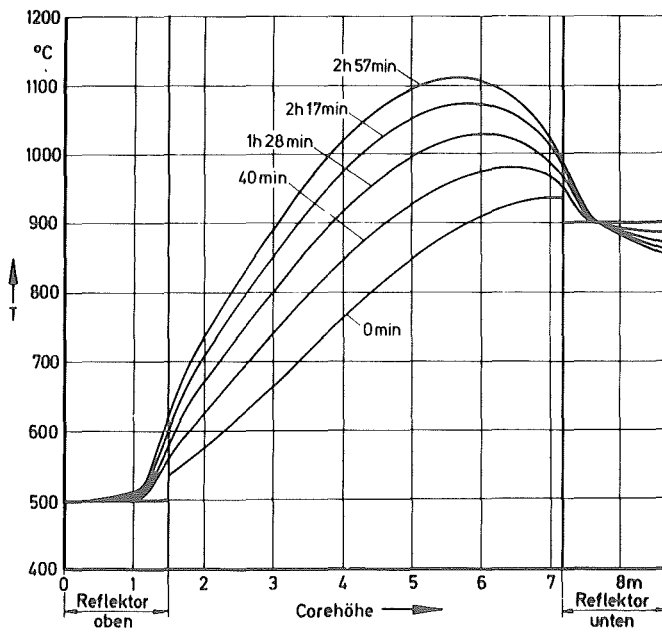
d) $p = 60 \text{ bar}$

Zeit	0 min.	2h36min.
$\dot{m} \text{ [kg/s]}$	15,8	7,5
$t_{c,e} \text{ [}^\circ\text{C]}$	132,6	60,7
$t_{c,a} \text{ [}^\circ\text{C]}$	500,0	846,2
$Q_{ab} \text{ [MW]}$	30,1	30,5

Brennelemente: kugelförmig

Axiale Leistungsdichteverteilung: sinusförmig

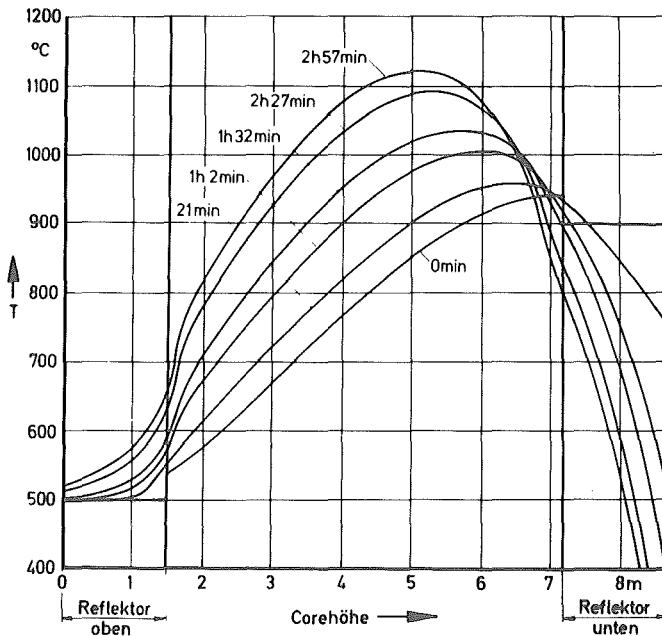
Abb. 13 Mittlere zeitabhängige Temperaturverteilungen in Corematerialien bei Strömungsumkehr infolge Naturkonvektion



a) $p = 1 \text{ bar}$

Zeit 0 min. 2h57min.

$\dot{m} \text{ [kg/s]}$	0,05	0,05
$t_{c,e} \text{ [°C]}$	20,0	20,0
$t_{c,a} \text{ [°C]}$	500,0	500,0
$Q_{ab} \text{ [MW]}$	0,13	0,11



b) $p = 5 \text{ bar}$

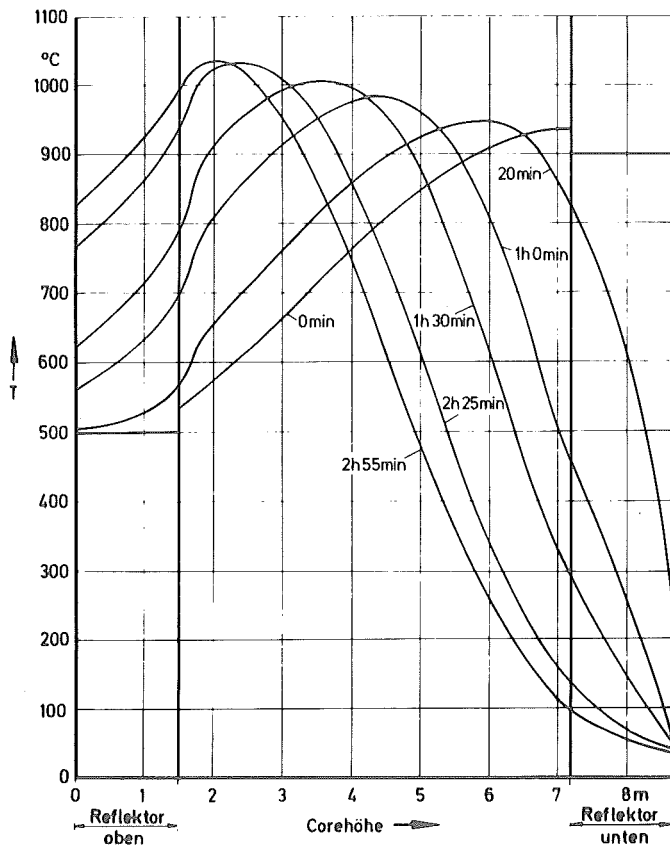
Zeit 0 min. 2h57min.

$\dot{m} \text{ [kg/s]}$	1,1	1,0
$t_{c,e} \text{ [°C]}$	20,0	20,0
$t_{c,a} \text{ [°C]}$	500,0	532,7
$Q_{ab} \text{ [MW]}$	2,7	2,7

Brennelemente: prismatisch

Axiale Leistungsdichteverteilung: sinusförmig

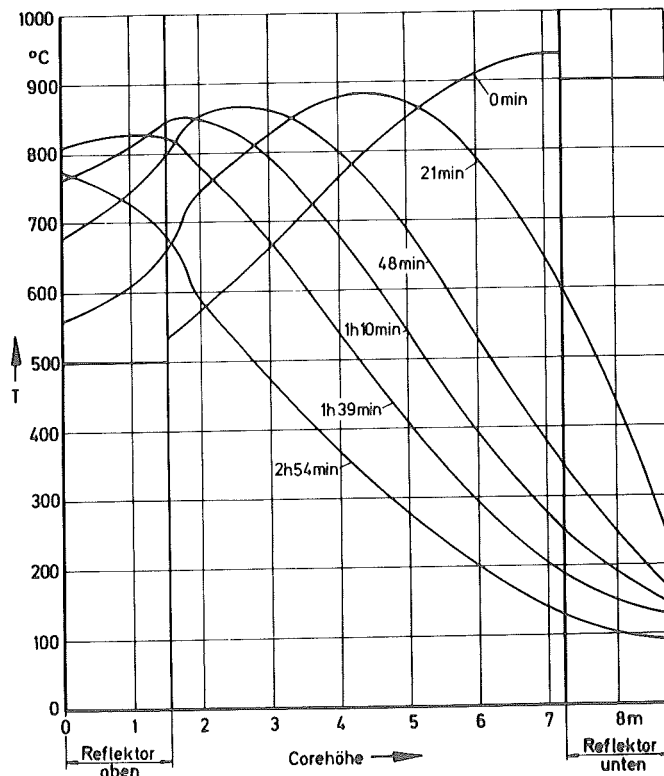
Abb. 14 Mittlere zeitabhängige Temperaturverteilungen in Corematerialien bei Strömungsumkehr infolge Naturkonvektion



c) $p = 20 \text{ bar}$

Zeit 0 min. 2h55min.

\dot{m} [kg/s]	7,8	5,2
$t_{c,e}$ [°C]	50,0	32,7
$t_{c,a}$ [°C]	500,0	865,2
Q_{ab} [MW]	18,2	22,4



d) $p = 60 \text{ bar}$

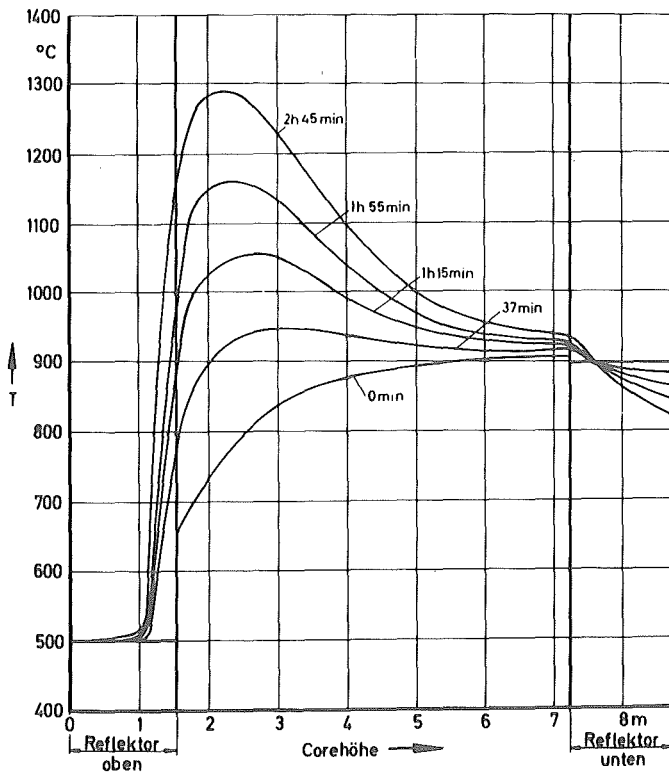
Zeit 0 min. 2h54min.

\dot{m} [kg/s]	22,3	9,0
$t_{c,e}$ [°C]	182,6	76,2
$t_{c,a}$ [°C]	507,8	706,4
Q_{ab} [MW]	37,6	29,6

Brennelemente: prismatisch

Axiale Leistungsdichteverteilung: sinusförmig

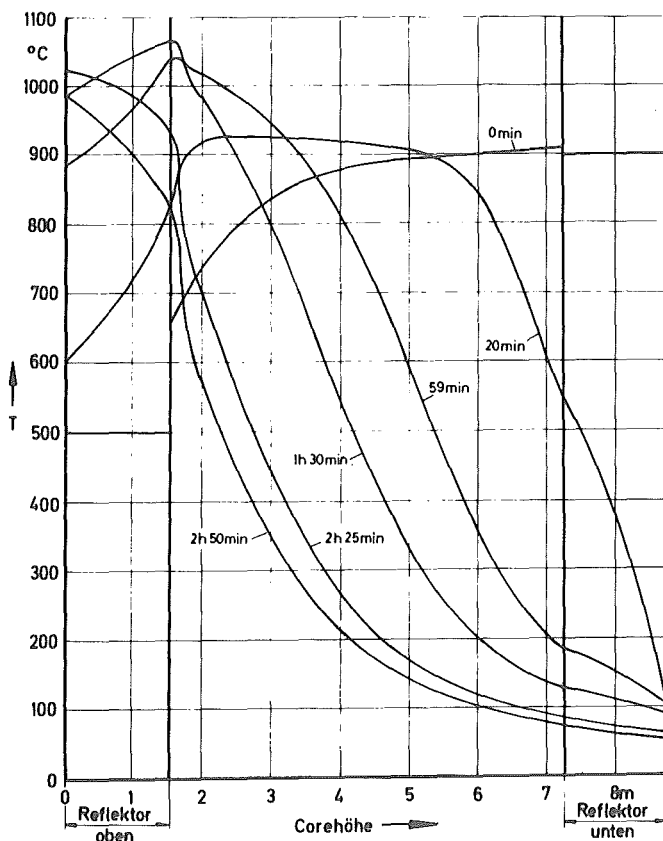
Abb. 14 Mittlere zeitabhängige Temperaturverteilungen in Corematerialien bei Strömungsumkehr infolge Naturkonvektion.



a) $p = 1 \text{ bar}$

Zeit 0 min 2h45min.

$\dot{m} \text{ [kg/s]}$	0,08	0,07
$t_{c,e} \text{ [°C]}$	20,0	20,0
$t_{c,a} \text{ [°C]}$	500,0	500,0
$Q_{ab} \text{ [MW]}$	0,19	0,17



b) $p = 60 \text{ bar}$

Zeit 0 min. 2h50min.

$\dot{m} \text{ [kg/s]}$	15,9	6,5
$t_{c,e} \text{ [°C]}$	134,0	49,6
$t_{c,a} \text{ [°C]}$	500,0	958,0
$Q_{ab} \text{ [MW]}$	30,19	30,6

Brennelemente: kugelförmig

Axiale Leistungsdichteverteilung: OTTO-Prinzip

Abb. 15 Mittlere zeitabhängige Temperaturverteilungen in Corematerialien bei Strömungsumkehr infolge Naturkonvektion.

lichen Bauteile gelten, wie z.B. Abschaltstäbe, Stahlteile des oberen Reflektors beim Kugelhaufen Core, und der Mechanismus der Brennelementwechselmaschine beim Core mit prismatischen Brennelementen. Es ist darauf hinzuweisen, daß hier bei höheren Kühlwasstemperaturen im Kühler die Kühlgaseintrittstemperatur im Core höher liegt und damit das gesamte Temperaturniveau im Core etwas steigen würde.

In den Abb. 13d, 14d und 15b sind die zeitlichen Änderungen der Temperaturverteilungen bei einem Systemdruck von 60 bar für diese drei Fälle dargestellt. Hierbei ergibt sich, daß ca. 2 h nach der Strömungsumkehrung infolge der Naturkonvektion das Temperaturprofil über der Corehöhe sich so eingestellt hat, daß die heißesten Teile des Cores dann die kältesten sind und umgekehrt. Während dieses Vorgangs kommen nur beim Core mit Leistungsdichteverteilung nach dem OTTO-Prinzip die großen Temperaturspitzen vor, die ca. 150 °C höher liegen als beim Normalbetrieb. Das würde auch wegen der höheren Leistungsdichte im oberen Corebereichs erwartet. Außerdem ist zu erkennen, daß im Core mit prismatischen Brennelementen die höchste Temperatur beim Normalbetrieb während des Nachwärmeabfuhrbetriebs nicht überschritten wird. Diese Verhaltensweise muß mit Vorsicht betrachtet werden, da durch die Vereinfachung des Brennelements mit der Rotationssymmetrie, ein kürzerer Weg für die Wärmeleitung in den Brennelementen veranschlagt wurde. Immerhin ist auch hier festzustellen, daß durch die Umkehrung der Strömung das obere Ende des Cores sehr heiß wird, z.B. der obere Reflektor ca. 900 °C.

Aus den Berechnungen ergibt sich, daß sich der Massenstrom bei verschiedenen Systemdrücken in allen drei Fällen zeitlich nur geringfügig ändert. Dabei bildet nur der Systemdruck von 60 bar eine Ausnahme, wo der Massenstrom erst von ca. 20 min an bis zu ca. 2 1/2 h um den Faktor zwei absinkt. Das kann man auch aus den Abb. 13d, 14d und 15b entnehmen d.h. während dieser Zeitspanne sinkt die mittlere Core-Temperatur ab und infolgedessen werden die Auftriebskräfte kleiner. Dieses Verhalten einer langsamen Änderung des Massenstroms rechtfertigt die Annahme der quasi-stationären Strömung.

Die Kühlgaseintrittstemperatur $t_{c,e}$ im Core, die in jeder Abbildung angegeben ist, stellt sich am Anfang (0 min) des Nachwärmeabfuhrbetriebs ein. Danach steigt sie mit der Zeit nur geringfügig an. Die Kühlgäsaustrittstemperatur $t_{c,a}$ aus dem Core ändert sich nur bei den Drücken von 20 und 60 bar.

Obwohl das Nachwärmeabfuhrsystem mit der Naturkonvektion ein inhärent sicheres System darstellt, zeigen die Untersuchungen, daß während der Wärmeumschichtung zum Teil unzulässig hohe Temperaturen an verschiedenen Stellen im Core auftreten. Nach einiger Zeit der Wärmeumschichtung z.B. steigt die Temperatur im oberen Reflektor über 800 °C. Diese Temperatur ist für die Coreeinbauten an dieser Seite als sehr hoch anzusehen. Daraus ergibt sich, daß dieses System nur nach Klärung technologischer Fragen im Bezug auf die thermische Beanspruchung von Strukturmaterialien als Lösung für die Nachwärmeabfuhr infrage kommt.

5.3.2 Kühlung mittels erzwungener Konvektion

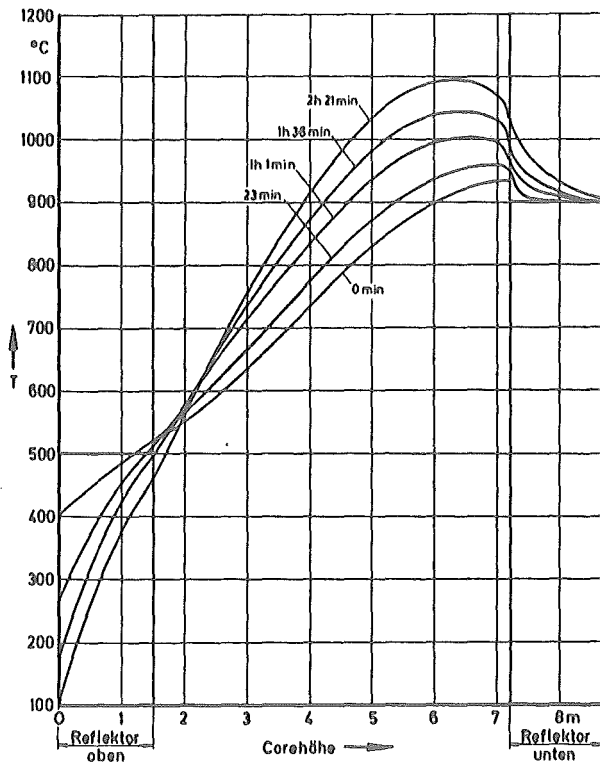
Der Aufbau des Systems für die Nachwärmeabfuhr aus dem Core basierend auf der erzwungenen Konvektion, ist bereits vorher beschrieben worden. Es muß untersucht werden, welcher Kühlgasmassenstrom durch das Core umgewälzt werden muß, um unzulässige Temperaturen während der Nachwärmeproduktion an jeder Stelle des Cores zu verhindern. Es muß ferner die Gebläseleistung in Abhängigkeit von dem Massenstrom, dem Kühlgasdruck und der Kühlgastemperatur berechnet werden. Aus diesen Untersuchungen ergibt sich die Spezifikation für dieses Nachwärmeabfuhrsystem.

In den Abb. 16, 17 und 18 sind zum einen die zeitlichen Änderungen der Temperaturverteilungen im Core nach dem Abschalten des Reaktors mit kugelförmigen und prismatischen Brennelementen unter der Annahme einer sinusförmigen Leistungsdichteverteilung, und zum anderen diejenigen mit der Leistungsverteilung nach dem OTTO-Prinzip mit kugelförmigen Brennelementen dargestellt. Dabei sind drei Massenströme, 1,5 und 10 kg/s, für die Nachwärmeabfuhr aus dem Core als Parameter für die Berechnungen angenommen worden. Mit dem betrachteten Massenstrombereich werden auch die wirklich infrage kommenden Fälle erfaßt.

Der Vergleich der Abbildungen 13b und 16a bzw. 14b und 17a zeigt, daß sich während der angegebenen Zeitspanne ungefähr die gleichen Temperaturverteilungen über der Corehöhe durch die Kühlung des Cores sowohl der erzwungenen Massenstromumwälzung von 1 kg/s als auch mit der Naturkonvektion bei 5 bar Systemdruck einstellt. Die maximale Temperatur stellt sich jeweils auf gleicher Corehöhe ein, wobei die Temperatur der Naturkonvektion ca. 30 °C höher als die bei der erzwungenen Konvektion liegt, obwohl bei der Naturkonvektion infolge der Strömungsumkehr die Corebodenseite stärker gekühlt wird. Die erzeugte Nachwärme an den Stellen höchster Leistungsdichte kann in dieser Zeit nicht abgeführt werden, da die gesamte Wärmemenge pro Zeiteinheit, die durch die Kühlung mittels erzwungener und Naturkonvektion aus dem Core abgeführt wird, nur ca. 0,3 % der normalen Reaktorleistung, d.h. ca. 5 % der Nachwärme, beträgt.

Die Nachwärmeabfuhr in einem Core mit der Leistungsdichteverteilung nach dem OTTO-Prinzip und einem Massenstrom von 1 kg/s (s. Abb. 18a) ist wirkungsvoller gegenüber der, die mittels Naturkonvektion bei 5 bar erfolgt, weil hier die stark wärmeproduzierenden Stellen intensiver gekühlt werden. Trotzdem reicht dieser Massenstrom von 1 kg/s nicht aus, um einen weiteren Anstieg der Temperaturen in den angegebenen Zeiten zu vermeiden.

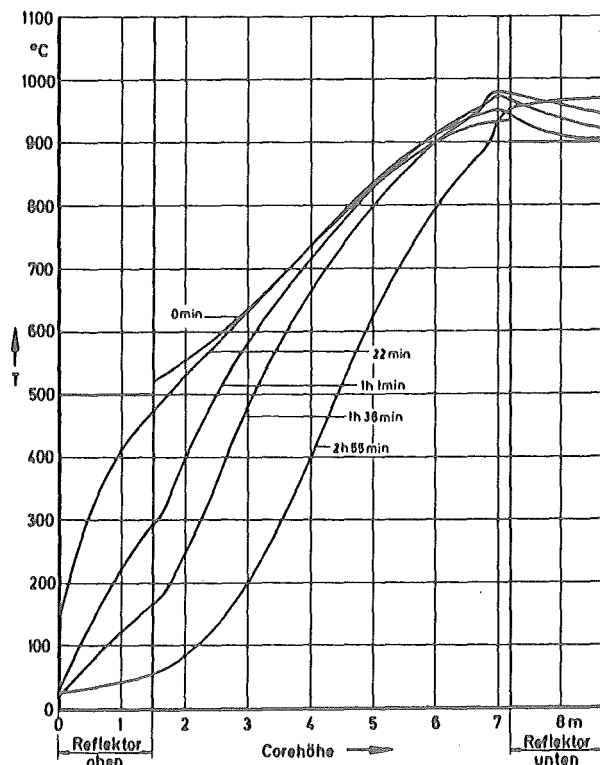
Innerhalb der Zeitspanne von 3h nach einer Reaktorabschaltung ändert sich die Nachwärmeproduktion, bezogen auf die normale Reaktorleistung, von ca. 7 % unmittelbar nach der Reaktorabschaltung auf ca. 1,1 % (s. Abb. 11). Bei einem Massenstrombeitrag von 5 kg/s kann dauernd ca. 1,7 % der Reaktornennleistung abgeführt werden, weil sich bei diesem Massenstrom die Coreeintrittstemperatur um ca. 30 °C erniedrigen läßt und sich damit die Aufheizspanne über das Core erheblich erhöht. Bei diesen Bedingungen erhöht sich der Mittelwert aller maximalen Temperaturen nach Abschalten des Reaktors gegenüber den maximalen Temperaturen bei Nennleistungsbetrieb lediglich um ca. 60 °C. Nach 3h Nachwärmeabfuhr sinkt das Temperaturprofil im Core wieder ab. Dieser Sachverhalt läßt sich aus dem Abb. 16b, 17b und



a) $\dot{m} = 1 \text{ kg/s}$

Zeit 0 min. 2h21min.

$t_{c,e}$ [°C]	20,0	20,0
$t_{c,a}$ [°C]	900,0	918,0
Q_{ab} [MW]	4,6	4,7



b) $\dot{m} = 5 \text{ kg/s}$

Zeit 0 min. 2h55min.

$t_{c,e}$ [°C]	31,5	32,1
$t_{c,a}$ [°C]	900,0	965,7
Q_{ab} [MW]	22,6	22,2

Brennelemente: kugelförmig

Axiale Leistungsdichteverteilung: sinusförmig

Abb. 16 Mittlere zeitabhängige Temperaturverteilungen in Corematerialien während der Nachwärmeabfuhr mittels erzwungener Konvektion.

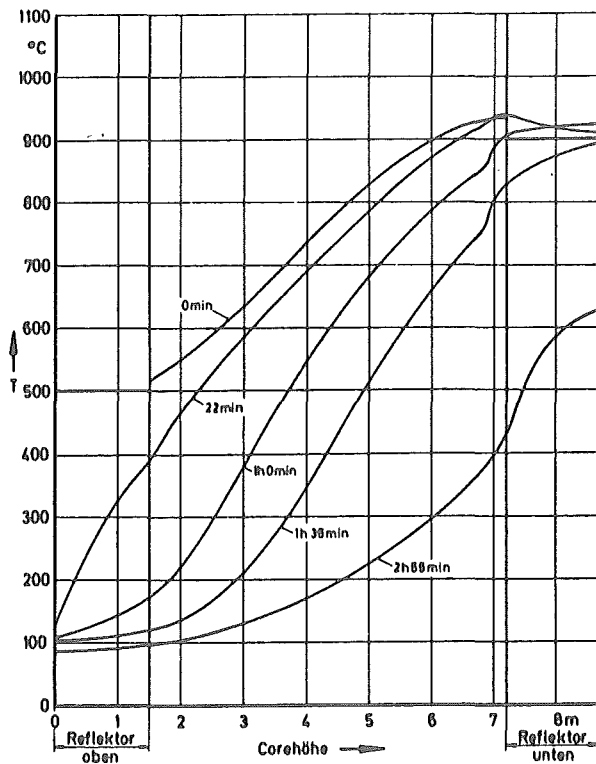


Abb. 16c $\dot{m} = 10 \text{ kg/s}$

Zeit 0 min. 2h55min.

$t_{c,e}$ [°C] 104,7 82,2

$t_{c,a}$ [°C] 900,0 610,0

Q_{ab} [MW] 41,3 27,4

Brennelemente: kugelförmig

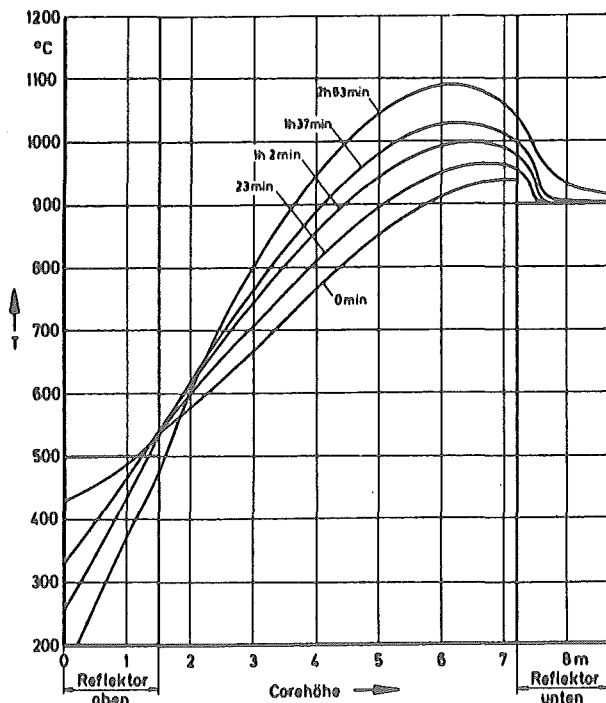


Abb. 17a $\dot{m} = 1 \text{ kg/s}$

Zeit 0 min. 2h53min.

$t_{c,e}$ [°C] 20,0 20,0

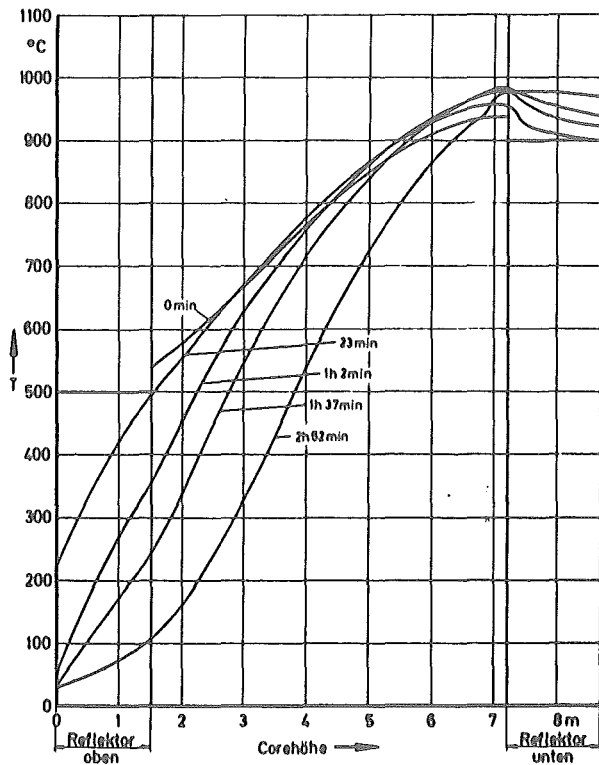
$t_{c,a}$ [°C] 900,0 923,0

Q_{ab} [MW] 4,6 4,7

Brennelemente: prismatisch

Axiale Leistungsdichteverteilung: sinusförmig

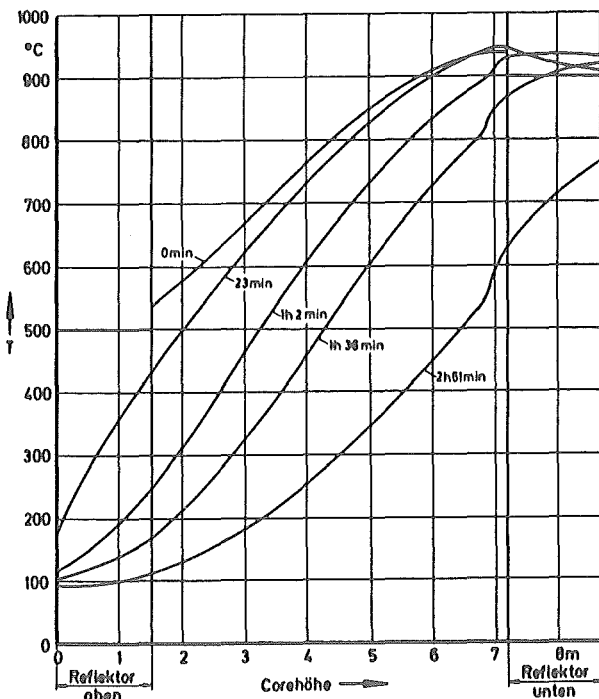
Mittlere zeitabhängige Temperaturverteilung in Corematerialien während der Nachwärmeabfuhr mittels erzwungener Konvektion.



b) $\dot{m} = 5 \text{ kg/s}$

Zeit 0 min. 2h52min.

$t_{c,e}$ [°C]	31,5	32,0
$t_{c,a}$ [°C]	900,0	973,5
Q_{ab} [MW]	22,6	24,5



c) $\dot{m} = 10 \text{ kg/s}$

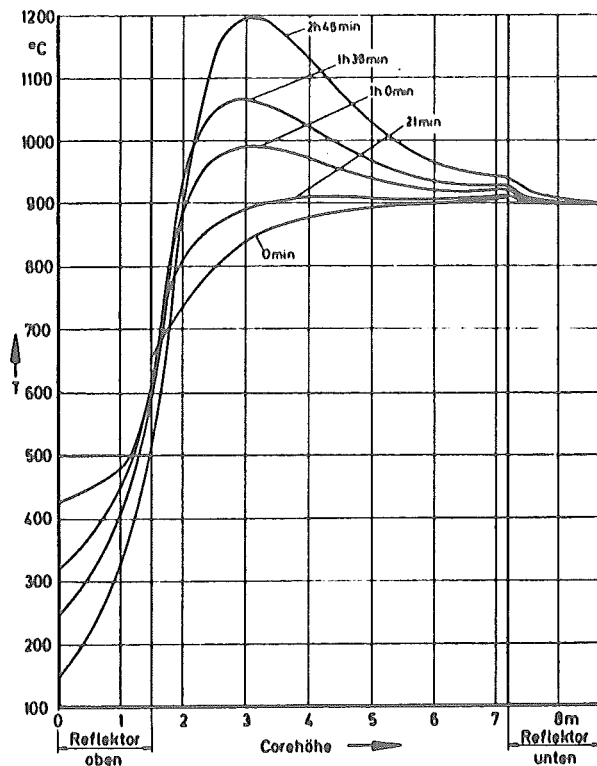
Zeit 0 min. 2h51min.

$t_{c,e}$ [°C]	104,7	92,2
$t_{c,a}$ [°C]	900,0	133,3
Q_{ab} [MW]	41,3	33,3

Brennelemente: prismatisch

Axiale Leistungsdichteverteilung: sinusförmig

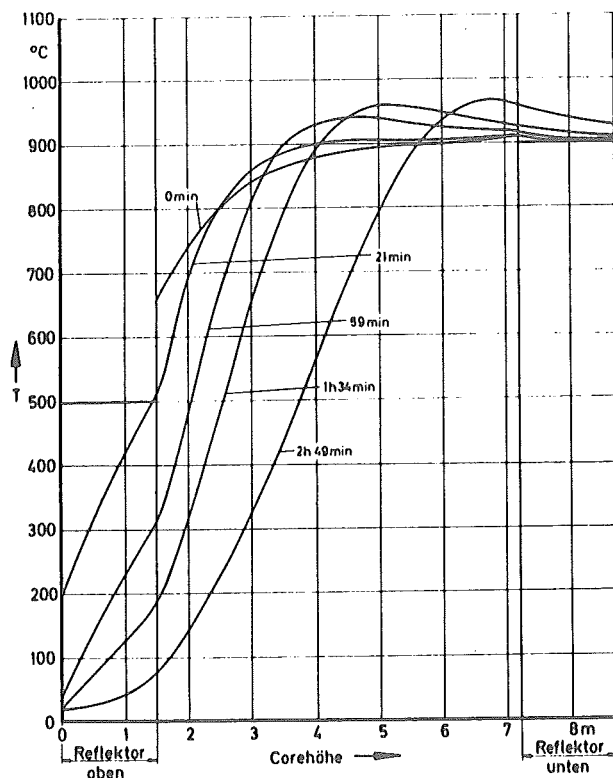
Abb. 17 Mittlere zeitabhängige Temperaturverteilungen in Corematerialien während der Nachwärmeabfuhr mittels erzwungener Konvektion.



a) $\dot{m} = 1 \text{ kg/s}$

Zeit 0 min. 2h45min.

$t_{c,e}$ [°C]	20,0	20,0
$t_{c,a}$ [°C]	900,0	905,0
Q_{ab} [MW]	4,6	4,6



b) $\dot{m} = 5 \text{ kg/s}$

Zeit 0 min. 2h49min.

$t_{c,e}$ [°C]	31,5	31,8
$t_{c,a}$ [°C]	900,0	935,5
Q_{ab} [MW]	22,6	23,5

Brennelemente: kugelförmig

Axiale Leistungsdichteverteilung: OTTO-Prinzip

Abb. 18 Mittlere zeitabhängige Temperaturverteilungen in Corematerialien während der Nachwärmeabfuhr mittels erzwungener Konvektion

und 18b entnehmen.

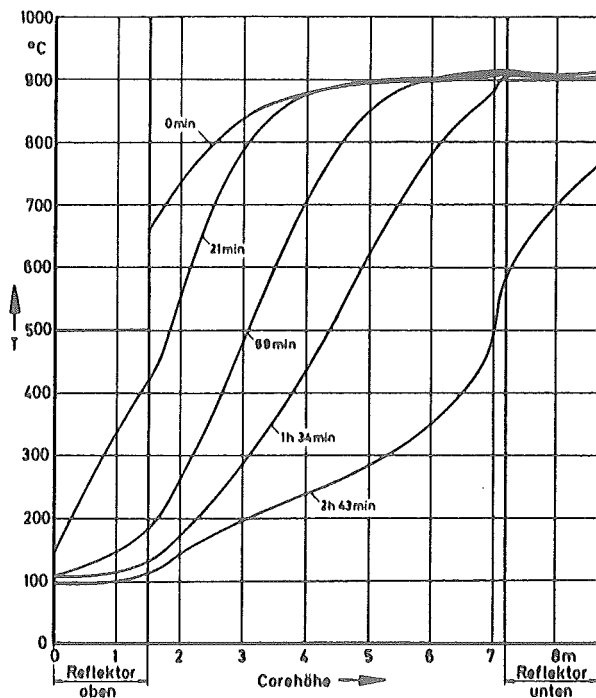
Bei höheren mittleren Wassertemperaturen als 20°C im Kühler würde die Kühlgaseintrittstemperatur im Core steigen. Die Folge wäre, daß mit diesem Massenstrom nur geringere Wärmemengen pro Zeiteinheit abgeführt werden könnten, was einen Anstieg des Temperaturniveaus im Core zur Folge hätte und zu sehr hohen Temperaturen führen kann. Um diesen Einfluß der Änderung der Kühlwassertemperatur zu verringern, wurden Untersuchungen mit größeren Massenströmen durchgeführt.

In den Abb. 16c, 17c und 18c, sind die zeitlichen Temperaturverteilungen über der Corehöhe während des Nachwärmeabfuhrbetriebes mit einem Massenstrom von 10 kg/s dargestellt. Es zeigt sich, daß sich trotz der sich einstellenden Kühlgastemperatur am Coreeintritt von ca. 100°C das gesamte Temperaturniveau im Core in allen drei Fällen nach ca. $1\frac{1}{2}\text{ h}$ deutlich absinkt. Dies wird durch die sich zeitlich geringfügig ändernde Wärmeabfuhr von ca. 3 % der Reaktornennleistung aus dem Core hervorgerufen, wobei die Nachwärmeproduktion schon nach ca. 3 min unterhalb von 3 % liegt (s. Abb. 11). Außerdem kann den Abbildungen entnommen werden, daß die höchste Temperatur während des normalen Reaktorbetriebes im Core während der Nachwärmeabfuhr nicht überschritten wird.

Die vorstehenden Untersuchungen mit verschiedenen Massenströmen von 1 bis 10 kg/s zeigen, daß bei Abführung einer zeitlich konstanter Wärmeleistung aus dem Core von ca. 1,5 % der Reaktornennleistung nach Reaktorabschaltung eine Erhöhung der Mittelwerte aller maximalen Coretemperaturen von weniger als 100°C gegenüber den maximalen Temperaturen bei Nennleistungsbetrieb auftritt. Es wurde dabei vorausgesetzt, daß die Coreeintrittstemperatur des Kühlgases nicht wesentlich 100°C überschreitet, da bei Erhöhung dieser Temperatur beispielsweise auf 200°C ähnliche Verhältnisse nur mit der Nachwärmeabfuhr von ca. 2 % der Reaktornennleistung erzielt werden können. Die Temperaturerhöhungen im Core treten innerhalb der ersten drei Stunden nach dem Abschalten auf.

Nach dieser Zeitspanne werden bei weiterer Nachwärmeabfuhr Temperaturen erwartet, die deutlich unter denen bei Nennleistungsbetrieb liegen. Die Folge daraus könnte sein, daß das Nachwärmeabfuhrsystem nach ca. drei Stunden der Inbetriebnahme mit verminderter Gebläseleistung weitergefahren wird. Andererseits wäre ein Intervallbetrieb des Nachwärmeabfuhrsystems bei konstanter Leistungsaufnahme denkbar, derart, daß ca. 6 Stunden Nachwärmebetrieb eine Abschaltung erfolgt und dieses System erst bei Erreichen einer festgelegten Coretemperatur wieder in Betrieb genommen wird. Beide Möglichkeiten lassen sich wiederum modifizieren, und es ist eine Kostenoptimierungsfrage; denn nach 4 Monaten Betriebsstillstand beträgt die Nachwärmeproduktion immerhin noch 0,2 % der thermischen Reaktornennleistung (s. Abb. 11) was bei der HTR-GT-Anlage zu diesem Zeitpunkt 2,7 MW ausmacht.

Wegen der sehr niedrigen bzw. hohen Kühlgastemperaturen am Core- bzw. Kühlereintritt entsteht die Frage, ob eine Vorwärmung bzw. Vorkühlung des Kühlgases beispielsweise durch einen rekuperativen Wärmetauscher erfolgen soll, bevor das Kühlgas im Reaktor bzw. Kühler eintritt. Diese Überlegungen müssen durchgeführt werden, um festzustellen ob durch hohe Temperaturgradienten im Core- bzw. Kühlermaterial unzulässige Wärmespannungen auftreten. In der Abb. 19 ist die zeitliche Änderung der Oberflächentemperatur des oberen Reflektors, Maschenpkt. (N, NN-1/2) (s. Abb. 5), während der Kühlung mit verschiedenen Massenströmen dargestellt. Es ist zu entnehmen, daß die Oberflächentemperaturen des oberen Reflektors trotz niedrigerer Kühlgastemperaturen am Coreeintritt sich mit der Zeit verhältnismäßig langsam ändern. Zum größten untersuchten Massenstrom von 10 kg/s treten zeitliche Temperaturänderungen von 20 °C/min auf. Dieser Sachverhalt ist erklärbar durch die kleineren Wärmeübergangszahlen bei solchen Massenströmen. Obwohl die Temperaturen an der obersten Kante des oberen Reflektors etwas schneller sinken, überschreiten sie nicht die Grenze von 100 °C/min, welche durch Experimente mit Graphitelemente als zulässig nachgewiesen wurde [17]. Die Schlußfolgerung daraus ist, daß das Kühlgas vor dem Eintritt in das Core nicht vorgewärmt zu wer-



c) $\dot{m} = 10 \text{ kg/s}$

Zeit 0 min. 2h43min.

$t_{c,e} [^{\circ}\text{C}]$ 104,7 92,4

$t_{c,a} [^{\circ}\text{C}]$ 900,0 736,0

$Q_{ab} [\text{MW}]$ 41,3 33,4

Brennelemente: kugelförmig

Axiale Leistungsdichtever-

teilung: OTTO-Prinzip

Abb. 18 Mittlere zeitabhängige Temperaturverteilungen in Corematerialien während der Nachwärmeabfuhr mittels erzwungener Konvektion

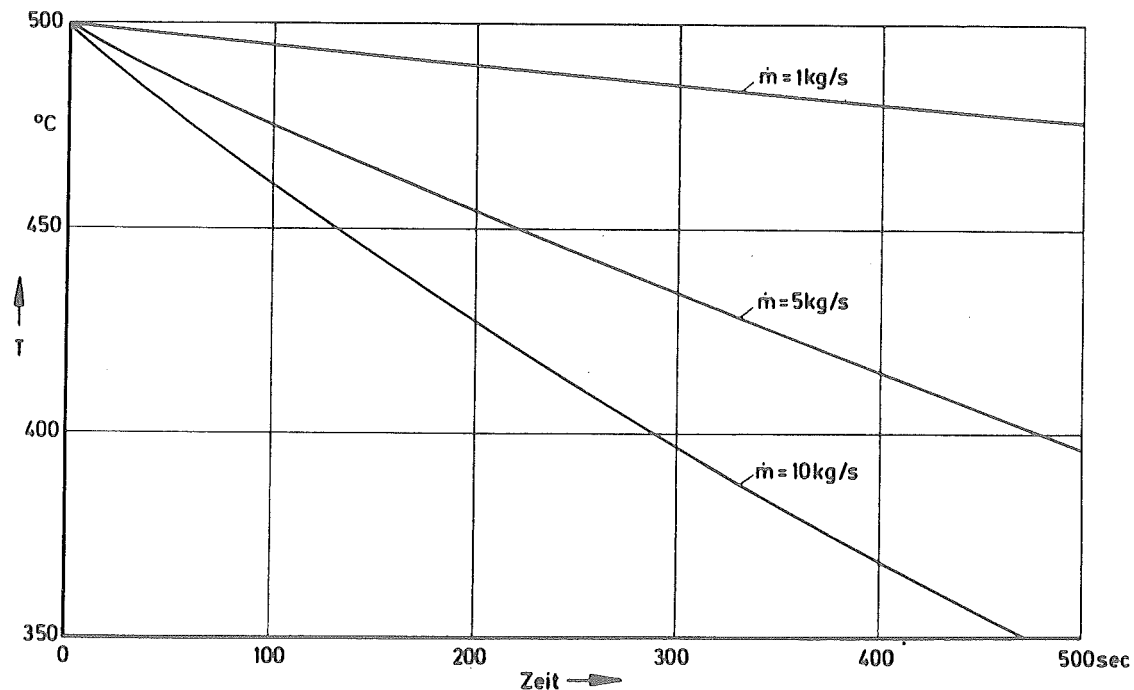


Abb. 19 Zeitliche Änderung der Oberflächentemperatur des oberen Reflektors (Maschenpkt. (N, NN-1/2) s. Abb. 5)

(Fall: Erzwungene Konvektion für die HTR-GT-Anlage mit kugelförmigen BE und sinusförmiger axialer Leistungsverteilung)

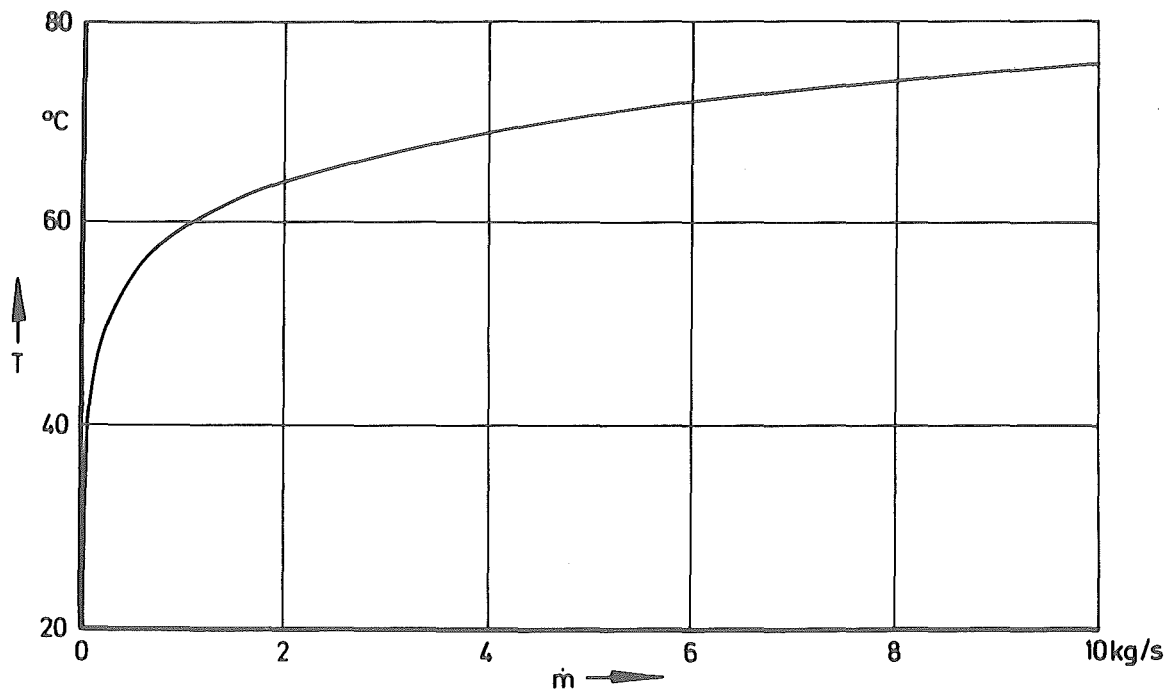
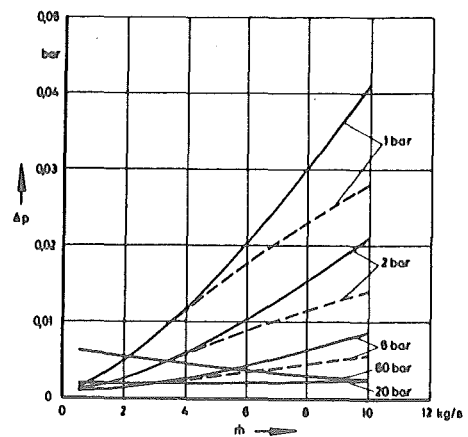
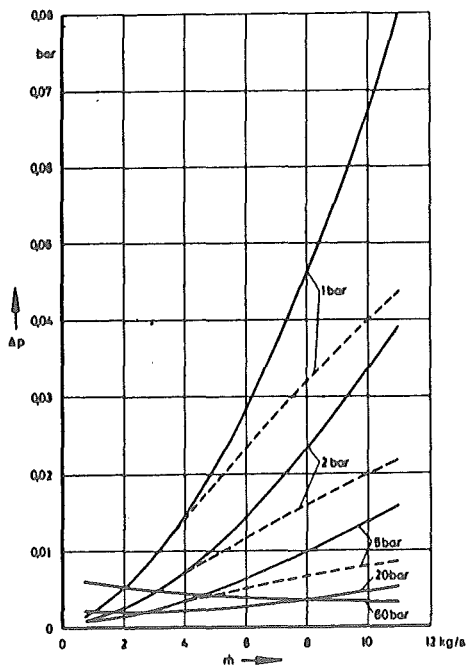


Abb. 20 Maximale Lineroberflächentemperatur an der Kühler-Eintrittsseite. Zu Beginn des Nachwärmeabfuhrbetriebes. (Fall: s. Abb. 19)



a) HTR-GT-Anlage mit kugelförmigen Brennelementen.

b) HTR-GT-Anlage mit prismatischen Brennelementen.

———— Zu Beginn der Nachwärmeabfuhr

----- Nach einer Nachwärmeabfuhr von ca. 3h.

Abb. 21 Druckverlust im Nachwärmeabfuhr-Kreislauf bei erzwungener Konvektion.

den braucht. Aus Abb. 20 ist zu entnehmen, daß bei den untersuchten Massenströmen auch am Anfang des Nachwärmeabfuhrbetriebs die Lineroberflächentemperaturen auf der Kühlereintrittsseite niedrig, d.h. unter 80°C bleiben. Weiterhin ist feststellbar, daß an der Kopfseite der Rippen am Kühlereintritt hohe Temperaturen auftreten. Im Anhang C wird darauf ausführlich eingegangen. Auf die technische Realisierbarkeit eines solchen Rippenkühlers wird in dieser Arbeit nicht eingegangen. Es scheint jedoch möglich, durch entsprechende konstruktive Überlegungen und Verwendung spezieller Materialien das Problem der Wärmespannungen in einem unterkritischen Belastungsbereich zu verlagern. Unter dieser Annahme wäre es nicht erforderlich einen rekuperativen Wärmetauscher im Nachwärmeabfuhrkreislauf vorzusehen.

In der Abb. 21a ist der Druckverlust im Nachwärmeabfuhrkreislauf (Reaktor mit kugelförmigen Brennelementen) in Abhängigkeit vom Massenstrom bei verschiedenen Systemdrücken und bei verschiedenen Zeiten des Nachwärmeabfuhrbetriebes dargestellt. Es zeigt sich, daß der Druckverlust nach ca. 3 h durch die starke Kühlung mit dem Massenstrom von 10 kg/s ungefähr um die Hälfte absinkt. Ferner kann aus der Abb. 21a entnommen werden, daß sich ein abfallender Druckverlustverlauf mit steigendem Massenstrom bis zu 10 kg/s bei einem Systemdruck von 60 bar ergibt. Bei Massenströmen über 10 kg/s hinaus wird der Gradient des Druckverlustes nach Durchlaufen eines Minimums bei ca. 15 kg/s bei weiter steigendem Massenstrom positiv werden. Der für 60 bar gezeichnete Kurvenzug kennzeichnet einen Bereich, in welchem die Druckverluste, die der Abwärtsströmung entgegenstehen, in starker Abhängigkeit von den Auftriebskräften und nicht von den Reibungskräften zu sehen sind. Dieser Sachverhalt hat bei Nachwärmeabfuhr in diesem Bereich eine instabile Strömung im Core zur Folge. Es ist deshalb notwendig, die Auslegung der Nachwärmeabfuhr immer in dem Bereich mit Massenströmen bei positiver Druckverluständerung festzulegen, um Stagnationen in der Gasströmung zu vermeiden. Nach Auslaufen des Turbosatzes und Bildung eines Mischdruckes von ca. 40 bar bei der HTR-GT-Anlage liegt das Minimum des Gradienten des Druckverlustes bei einem Massenstrom von etwa 10 kg/s .

Der Druckverlustverlauf im Nachwärmeabfuhrkreislauf eines Reaktors mit prismatischen Brennelementen der HTR-GT-Anlage bei verschiedenen Massenströmen und Drücken ist in Abb. 21b dargestellt. Die Darstellung läßt erkennen, daß die Kurvenschar insgesamt in einem Bereich kleinerer Druckverluste gegenüber jener beim Reaktor mit kugelförmigen Brennelementen liegt und daß die Erklärung zu Abb. 21a auch hier gültig ist.

Aus den Abb. 21a und 21b läßt sich leicht ablesen, daß bei gleichen erforderlichen Massenströmen für die Nachwärmeabfuhr bei niedrigerem Druck ein wesentlich höherer Druckverlust gegenüber höheren Drücken zu überwinden ist. Da die Nachwärme jedoch bei jedem möglichen Systemdruck sicher abgeführt werden muß ist es zweckmäßig, die Kühlgasgebläse für Atmosphärendruck auszulegen. Bei einem Massenstrom von 7 kg/s kann eine Wärmeleistung von 1,5% der Reaktornennleistung aus dem Core abgeführt werden. Mit dieser Festlegung und dem Druckverlust aus Abb. 21a für den Reaktor der HTR-GT-Anlage mit kugelförmigen Brennelementen errechnet sich nach Gl. (49a) die Gesamtgebläseleistung zu 250 kW oder zu 125 kW pro Gebläse. Dabei werden der Gebläsewirkungsgrad von 80 % und die Kühlgastemperatur beim Gebläseeintritt von 100 °C zugrunde gelegt. Wenn gewährleistet werden kann, daß im System der Druck auf jeden Fall nicht unter 2 bar absinkt, beträgt die erforderliche gesamte Gebläseleistung unter diesen Annahmen nur 65 kW.

Mit diesen Daten wird im folgenden eine Überschlagrechnung für die Auslegung eines Gebläses nach [18] durchgeführt. Es wird ein Laufraddurchmesser von $D = 1,0$ m angenommen. Das ist nach THTR-Auslegung im Spannbeton zulässig.

Das Fördervolumen \dot{V} und die spezifische Arbeit y eines Gebläses werden wie folgt berechnet:

$$\dot{V} = \frac{\dot{m}}{\rho} = \frac{3,5 \text{ kg/s}}{0,129 \text{ kg/m}^3} = 27,15 \frac{\text{m}^3}{\text{s}}$$

wobei die Dichte ρ bei $p = 1$ bar und $T = 373$ K berechnet wurde.

$$y = \int v dp \approx \frac{\Delta p}{\rho} = \frac{0,037 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2}{0,129 \text{ kg/m}^3} = 2,87 \cdot 10^4 \frac{\text{J}}{\text{kg}}$$

Diese Gleichung ist gültig bei kleinen Drucksteigerungen und kann deshalb hier verwendet werden. Der Druckverlust Δp ist aus Abb. 21a entnommen.

Die Durchmesser-Kenngröße ermittelt sich aus:

$$\begin{aligned} \sigma_{Ma} &= \frac{D \cdot y^{1/4}}{\sqrt{v}} \cdot \left(\frac{\pi^2}{8}\right)^{1/4} \\ &= \frac{1,0 \cdot (2,87 \cdot 10^4)^{1/4}}{\sqrt{27,15}} \cdot 1,054 = 2,64 \end{aligned}$$

Aus dem CORDIER-Diagramm [19] kann der optimale Wert für die Dreh-Kenngröße σ_M von 0,45 abgelesen werden. Außerdem ergibt sich aus dem Diagramm, daß ein Gebläse radialer Bauweise gewählt werden sollte.

Die entsprechende Gebläsedrehzahl kann aus dem ermittelten Wert der Dreh-Kenngröße berechnet werden:

$$\begin{aligned} \sigma_{Ma} &= \frac{n' \cdot \sqrt{v}}{y^{3/4}} (2\pi^2)^{1/4} \\ \text{oder} \quad n' &= \frac{0,45 \cdot (2,87 \cdot 10^4)^{3/4}}{\sqrt{27,15} \cdot 2,11} = 91 \text{ 1/s} \\ &\hat{=} 5428 \frac{\text{U}}{\text{min}} \end{aligned}$$

Die Umfangsgeschwindigkeit am Laufradaustritt beträgt:

$$U = \pi \cdot n' \cdot D = \pi \cdot 91 \cdot 1,0 = 286 \text{ m/s}$$

Diese Umfangsgeschwindigkeit läßt keine unzulässigen Werte für die Schaufelfußbeanspruchung erwarten.

Alle vier Radial-Gebläse, wovon zwei für die Nachwärmeabfuhr beim Atmosphärendruck ausreichend sind, werden mit elektrischen Motoren angetrieben. Es wird vorgesehen, daß die Drehzahländerung der Gebläse zwischen 0 und 100 % durch die Frequenzregelung mit Thyristoren erfolgen soll. Dadurch können diese Gebläse auch bei hohem Druck, der in der Reaktorkaverne bei einer normalen Reaktorabschaltung herrscht, durch Herabsetzung der Drehzahl für die Nachwärmeabfuhr verwendet werden. Außerdem besteht die Möglichkeit, daß in diesem Falle nur ein Gebläse in Betrieb genommen werden kann.

Für die Absperrung des Nachwärmeabfuhrkreislaufes im normalen Reaktorbetrieb wird ein Absperrorgan innerhalb eines jeden Gebläses vorgesehen. Dieses Absperrorgan besteht aus einem Ring, der in axialer Richtung auf der Saugseite des Gebläselaufrades auf einer Welle verschiebbar ist, wie es beim THTR der Fall ist.

Die Gebläse werden so im Spannbetonbehälter angeordnet, daß sie zur Inspektion mit ihren Absperrorganen, wie beim THTR, ausbaubar sind.

5.4 Nachwärmeabfuhr aus dem Core der HTR-PW-Anlage

Die Nachwärmeabfuhr aus dem Core der HTR-PW-Anlage soll mit Hilfe des Kühlkreislaufes erfolgen, der für die Wärmeabfuhr aus dem Core während des normalen Reaktorbetriebes vorgesehen ist. Aus Wirtschaftlichkeitsgründen ist es zweckmäßig, kein besonderes Nachwärmeabfuhrsystem vorzusehen. Prinzipiell entsteht aber die Frage, ob mindestens einer der drei parallel geschalteten Primärkreisläufe dieser Anlage auch nach einem schweren Unfall verfügbar ist und ob er auch bei einer Druckentlastung bis auf 1 bar für die Nachwärmeabfuhr ausreicht.

Es wird ein pessimistischer Störfall, ein Bruch einer Koaxialleitung zugrunde gelegt. Dabei wird angenommen, daß der Ausströmvorgang nach kurzer Zeit abgeschlossen ist und im äußeren Schutzbehälter der Ausgleichsdruck von 1 bis 2 bar herrscht.

Außerdem wird angenommen, daß trotz starker Druckgradienten beim Ausströmen mindestens einer der beiden Primär-Kreisläufe, deren zugehörige Koaxialleitungen nicht gebrochen sind, für die Nachwärmeabfuhr verfügbar ist. Durch den Bruch der Koaxialleitung ergibt sich, wie schon erwähnt, daß ein Teil des Kühlgasstromes während der Nachwärmeabfuhr nicht durch das Core, sondern über die gebrochene Koaxialleitung und den Schutzbehälter fließt. Bei gleichem Druckverlust in beiden Teilströmen im Reaktor und Schutzbehälter können ihre Beträge berechnet werden |20|:

Volumenstrom eines Gebläses	=	14	m ³ /s
Volumenstrom durch das Core	=	6,45	m ³ /s
Volumenstrom durch den Schutzbehälter	=	7,55	m ³ /s

Es ist vorgesehen, daß der Schutzbehälter mit Schutzgas gefüllt wird, um das Eintreten von Sauerstoff in das Core und das Abbrennen von Graphit beim Störfall zu vermeiden. Daraus ergibt sich, daß beim Bruch einer Koaxialleitung durch das Ausströmen von He in den Schutzbehälter ein Gemisch zwischen He und Schutzgas entsteht. Dieses Schutzgas besteht aus CO₂ oder N₂ oder einem Gemisch von beiden.

Die Berechnungen wurden jedoch mit den einzelnen Gasen durchgeführt um die Schwierigkeiten bei der Bestimmung der genauen Anteile einzelner Gase im Gemisch zu umgehen. Aus diesen Berechnungen für die Nachwärmeabfuhr kann man dann das Verhalten mit einem Gemisch verschiedener Gase abschätzen.

Es wird angenommen, daß das Fördervolumen des Gebläses von 14 m³/s im Normalbetrieb auch beim Nachwärmeabfuhrbetrieb (NWA-Betrieb) mit verschiedenen Gasen unter Atmosphärendruck und beim Störfall eines Koaxialleitungsbruchs sich nur wenig ändert. Dieser Annahme liegt eine Überschlagsrechnung zugrunde, die nachfolgend kurz erläutert wird. Die spezifische Strömungsarbeit des Gebläses muß hauptsächlich zur Überwindung der Reibungsdruckverluste im Core und im Wärmetauscher geleistet werden. Sie ändert sich proportional mit den Reibungsbeiwerten und quadratisch mit den Volumenströmen, wenn die geometrischen Daten des Kreis-

laufes sich nicht ändern. Die Reibungsbeiwerte ändern sich mit den Reynoldszahlen, die wiederum von der Dichte des Kühlgases abhängen. Die Überschlagsrechnung erfolgt iterativ, wobei für den 1. Schritt angenommen wird, daß beim NWA-Betrieb mit einem Gebläse das Fördervolumen von $14 \text{ m}^3/\text{s}$ konstant bleibt.

Mit dieser Annahme wird beim oben angegebenen Störfall das Core nur mit ca. $6,45 \text{ m}^3/\text{s}$ durchströmt gegenüber $42 \text{ m}^3/\text{s}$ mit drei Gebläsen im Normalbetrieb. Da die Dichte des Kühlgases Helium auf $1/40$ und der Volumenstrom im Core auf ca. $1/6,5$ der Werte beim Normalbetrieb zurückgehen, sinkt die Reynoldszahl auf ca. $1/260$ ab. Als Folge davon vergrößert sich der Reibungsbeiwert im Core um einen Faktor von ca. $4,3$ (s. S. 120, Abb. 38 unten). Dabei wird im Core eine Reynoldszahl von ca. 10000 beim Normalbetrieb zugrunde gelegt. Durch die Vergrößerung des Reibungsbeiwertes und die Verkleinerung des Corevolumenstromes sinkt der Anteil an der spezifischen Strömungsarbeit des Gebläses zur Überwindung des Druckverlustes im Core auf etwa $1/10$ des Wertes im Normalbetrieb.

Da der Volumenstrom durch den Wärmetauscher auch im Störfall gegenüber dem Normalbetrieb gleich bleibt, sinkt die Reynoldszahl hier infolge der Dichteänderung nur auf $1/40$ des Wertes im Normalbetrieb ab. Wenn man eine Reynoldszahl von ca. 20000 während des Normalbetriebes im Wärmetauscher zugrunde legt, vergrößert sich der Reibungsbeiwert entsprechend der Änderung der Reynoldszahl um den Faktor von ca. $1,2$ (nach Abschnitt LD des VDI-WÄRMEATLAS [27]). Dabei wird angenommen, daß der Wärmetauscher eine fluchtende Rohranordnung wie beim THTR hat. Daraus folgt, daß sich der Anteil an der spez. Strömungsarbeit des Gebläses zur Überwindung des Druckverlustes im Wärmetauscher um den Faktor von $1,2$ gegenüber dem Wert im Normalbetrieb vergrößert.

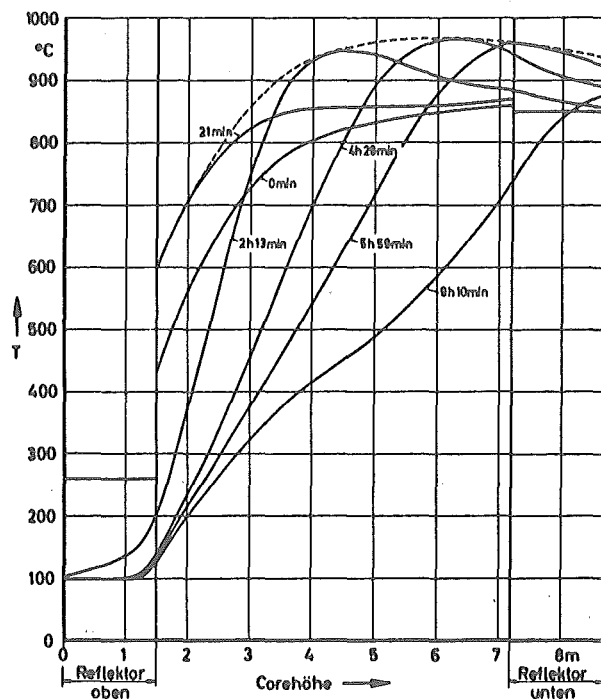
Die gesamte spez. Strömungsarbeit des Gebläses während des Normalbetriebes setzt sich zusammen aus etwa 40% für das Core und etwa 60% für den Wärmetauscher. Demgegenüber teilt sich die gesamte spez. Strömungsarbeit des Gebläses beim NWA-Betrieb in

ca. 5 % für das Core und ca. 95 % für den Wärmetauscher und erreicht etwa 76 % des Wertes vom Normalbetrieb. Entsprechend seiner Kennlinie⁺⁾ liefert das Gebläse bei dieser kleineren Strömungsarbeit ein um 7 % größeres Volumen; mit diesem Volumenstrom ist die Rechnung zu wiederholen. Durch weitere Iterationsschritte läßt sich der neue Gebläse-Betriebspunkt im Störfall mit Werten von ca. 106 % des normalen Volumenstroms und ca. 86 % der normalen spez. Strömungsarbeit ermitteln.

Würde man diese Rechnung mit den anderen Kühlgasen durchführen, so würde sich der Einfluß der Dichte ändern. Die Dichten der Gasen (N_2 , CO_2) sind entsprechend der Molekulargewichte etwa um einen Faktor von 7 bzw. 11 gegenüber der Dichte von Helium bei NWA-Betrieb größer. Damit sind auch die Reynoldszahlen größer und infolgedessen die Reibungsbeiwerte kleiner. Das wiederum bewirkt eine kleinere gesamte spez. Arbeit des Gebläses. Daraus würde sich ergeben, daß der Betriebspunkt des Gebläses beim NWA-Betrieb mit diesen Gasen sich jeweils bei etwas höheren Volumenströmen einstellen würde als mit Helium. Wenn man für die NWA-Rechnung ein Fördervolumen von $14 \text{ m}^3/\text{s}$ annimmt, so kann dieses Fördervolumen in jedem Fall erreicht oder überschritten werden.

Der Volumenstrom von $6,45 \text{ m}^3/\text{s}$ durch das Core wird für alle zu berechnenden Fälle zugrunde gelegt. Damit ergeben sich durch das Core verschiedene Massenströme bei gleichem Druck und gleicher Temperatur aber verschiedenen Gasen. Es wird ein Systemdruck von 1 bar im Schutzbehälter zugrunde gelegt. Außerdem wird angenommen, daß das Kühlgas am Coreeintritt niedrigere Temperatur haben kann als beim Normalbetrieb, wenn eine stärkere Kühlung des Kühlgases im Wärmetauscher erfolgt.

⁺⁾ Kennfeld des Gebläses wurde von der BST Mannheim zur Verfügung gestellt.



Kühlgas: N_2

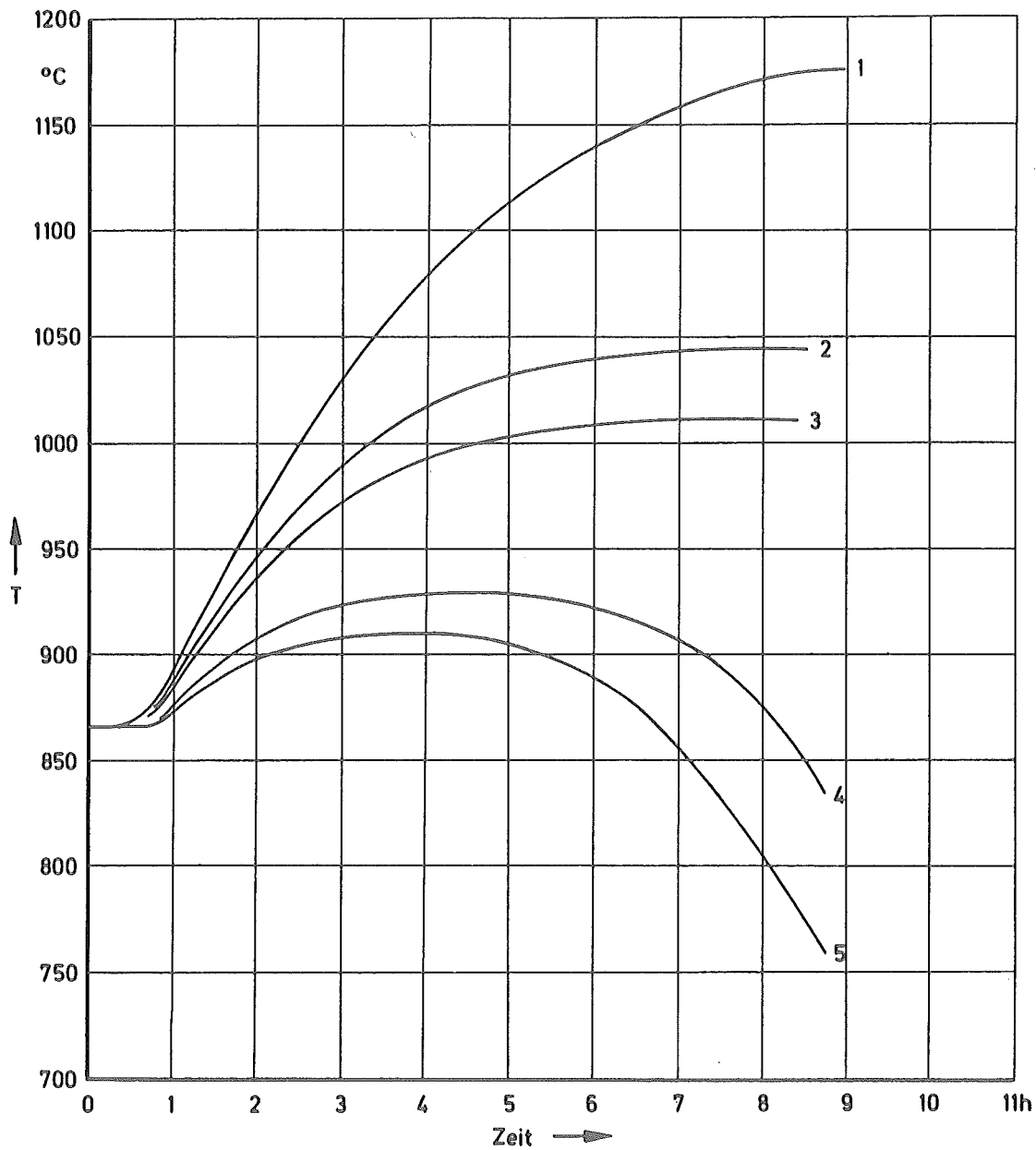
$\dot{m} = 5,8 \text{ kg/s}$

$t_{c,e} = 100 \text{ } ^\circ\text{C}$

$p = 1 \text{ bar}$

Abb. 22 Mittlere zeitabhängige Temperaturverteilungen in Corematerialien während der Nachwärmeabfuhr mit dem primären Kühlkreislauf.

In der Abb. 22 sind die Temperaturverteilungen über der Corehöhe bei verschiedenen Zeiten der Nachwärmeabfuhr durch die Kühlung mit Stickstoff dargestellt. Daraus ist zu entnehmen, daß sich die mittlere Maximaltemperatur (d.h. gemittelt über dem Corequerschnitt) im Core am Anfang des Nachwärmeabfuhrbetriebes nahe des Corebodens befindet. Danach wandert diese Temperatur in Richtung der oberen Corehälfte zu höheren Leistungsdichten und später wiederum, wenn der obere Teil des Cores genügend gekühlt ist, in Richtung des Corebodens. Es wird hier darauf hingewiesen, daß diese mittlere Maximaltemperatur im Core ohne Berücksichtigung der Corehöhe in der Abb. 23a dargestellt ist. Die gestrichelt gezeichnete Hüllkurve in der Abb. 22 stellt die höchste Temperatur an einer bestimmten Stelle der Corehöhe dar, die während der Nachwärmeabfuhr je erreicht wird.



Nr. d. Kurve	Gas	\dot{m}	$t_{c,e}$	τ		Q_{ab}	τ		Q_{ab}
		kg/s	$^{\circ}\text{C}$	h	min	MW	h	min	MW
1	He	0,58	260,0	0	0	1,78	8	58	1,99
2	He	0,83	100,0	0	0	3,3	8	24	3,7
3	N ₂	4,1	260,0	0	0	2,9	8	58	3,5
4	N ₂	5,8	100,0	0	0	5,2	8	57	5,0
5	Co ₂	6,4	260,0	0	0	4,8	8	58	3,9

Abb. 23a Mittelwerte der Maximaltemperaturen in Corematerialien während der Nachwärmeabfuhr bei der HTR-PW-Anlage ($p = 1\text{bar}$)
(Kühlungsbeginn bei $\tau = 0\text{ min}$)

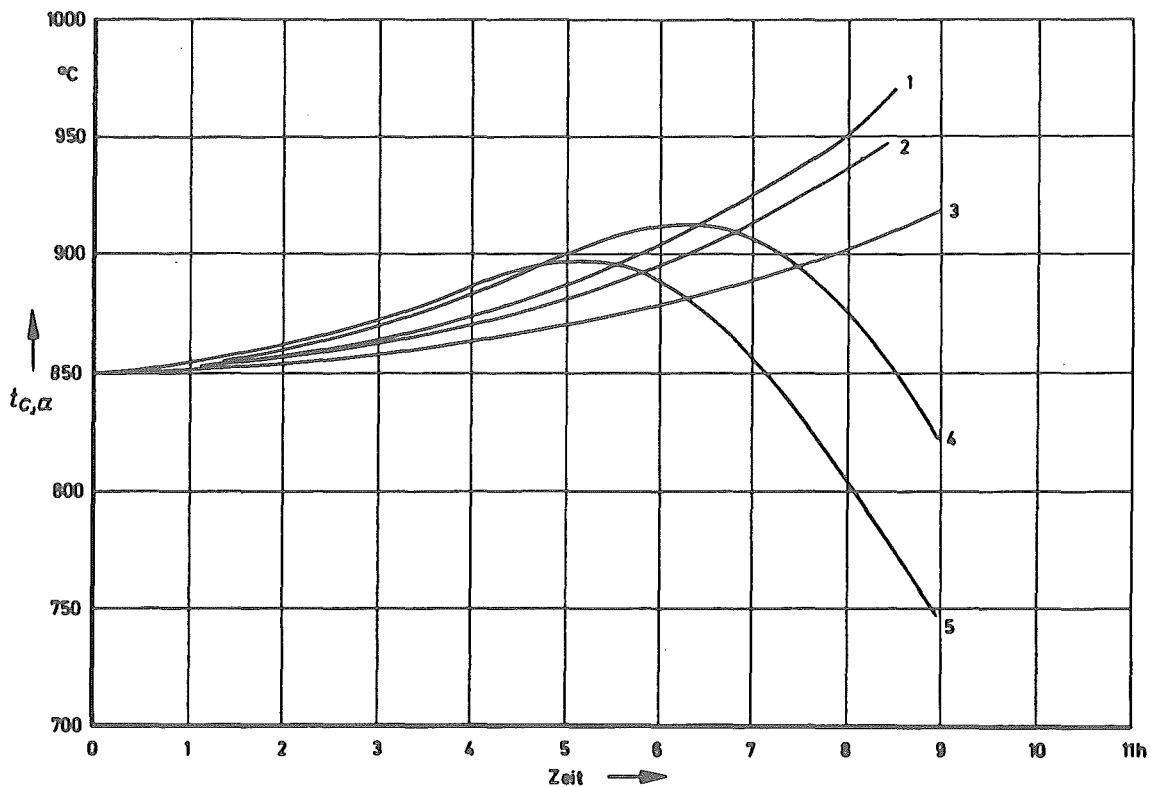


Abb. 23b Zeitabhängige Kühlgasaustrittstemperatur aus dem Core während der Nachwärmeabfuhr (Bezeichnung der Kurven: s. Abb. 23a)

In der Abb. 23a ist die mittlere Maximaltemperatur im Core mit verschiedenen Kühlgasen während des Nachwärmeabfuhrbetriebes dargestellt. Die dabei zeitlich konstanten angenommenen Massenströme und Kühlgastemperaturen am Coreeintritt bei verschiedenen Fällen sind in dieser Abbildung mit angegeben. Für diese Untersuchungen wurde angenommen, daß der Reaktor in 10 sec abgeschaltet wird und gleichzeitig die Kühlung für die Nachwärmeabfuhr zur Verfügung steht. Es zeigt sich, daß bei gleicher Kühlgaseintrittstemperatur im Core wie beim Normalbetrieb (Kurve 1,3 und 5) die Kühlung mit dem Kühlgas CO_2 die größte Wirkung hat. Dabei steigt die mittlere Maximaltemperatur gegenüber der im Normalbetrieb mit CO_2 nur um ca. 50°C an. Dagegen beträgt diese Erhöhung mit N_2 ca. 150°C und mit He sogar etwas über 300°C . Unter der Annahme des konstanten Volumenstroms durch das Core bei verschiedenen Kühlgasen und der konstanten Aufheizspanne des Kühlgases im Core, ist die Wärmeabfuhr aus dem Core abhängig von dem Produkt der Größen ρ und c_p eines Kühlgases. Damit ergibt sich,

daß die Wärmeabfuhr unter diesen Bedingungen mit CO_2 um den Faktor ca. 2,5 und mit N_2 um ca. 1,6 größer ist als die mit He. Durch die größere Wärmeabfuhr mit CO_2 und N_2 ergeben sich kleinere Maximaltemperaturen. Dieser Effekt kann auch durch die niedrige Kühlgastemperatur im Coreeintritt, die wiederum den Massenstrom und die Aufheizspanne im Core erhöht, erreicht werden (Kurve 2 und 4).

Aus der Abb. 23b ist zu entnehmen, daß die mittlere Kühlgasaustrittstemperatur aus dem Core am Anfang des Nachwärmeabfuhrbetriebes ansteigt und später in einigen Fällen absinkt. Dieses Verhalten ist abhängig von der abgeführten Wärmemenge. Auch hier wird deutlich, daß die mittlere Maximaltemperatur im Core bei den Fällen, bei denen die Gasaustrittstemperatur aus dem Core nach ca. 9 h noch weiter steigt, noch nicht in der Nähe des Corebodens liegt.

5.5 Verzögerungszeit bis zum Einsatz der Kühlung

Bei einem Störfall durch Gasverlust aus dem Kreislauf oder Ausfall des Corekühlkreislaufs entsteht die Frage, wie lange man nach der Abschaltung des Reaktors mit der Kühlung warten kann, bevor eine Gefährdung des Corematerials durch die Nachwärmeproduktion einsetzt. Aus den bisherigen Untersuchungen ergibt sich, daß bei vollem Systemdruck ein starker Naturumlauf des Kühlgases im Core einsetzen würde, wenn keine erzwungene Konvektion vorhanden wäre. Dadurch würde im Core ein Temperaturausgleich stattfinden. Beim Gasverlust aus dem Kreislauf und Druckentlastung bis auf 1 bar dagegen würde an den Brennelementoberflächen fast adiabatische Bedingungen herrschen, d.h. es würde keine Wärme aus den Brennelementen abgegeben und nur ein Temperaturausgleich innerhalb der Brennelemente stattfinden. Unter adiabatischen Bedingungen ist der Temperaturausgleich nach dem Abschalten des Reaktors in verschiedenen kugelförmigen Brennelementen mit unterschiedlicher Leistung in der Abb. 24 dargestellt. Daraus ist zu entnehmen, daß der Temperaturausgleich in diesen Brennelementen trotz großer Leistungsunterschiede, die willkürlich gewählt worden sind, gleichzeitig

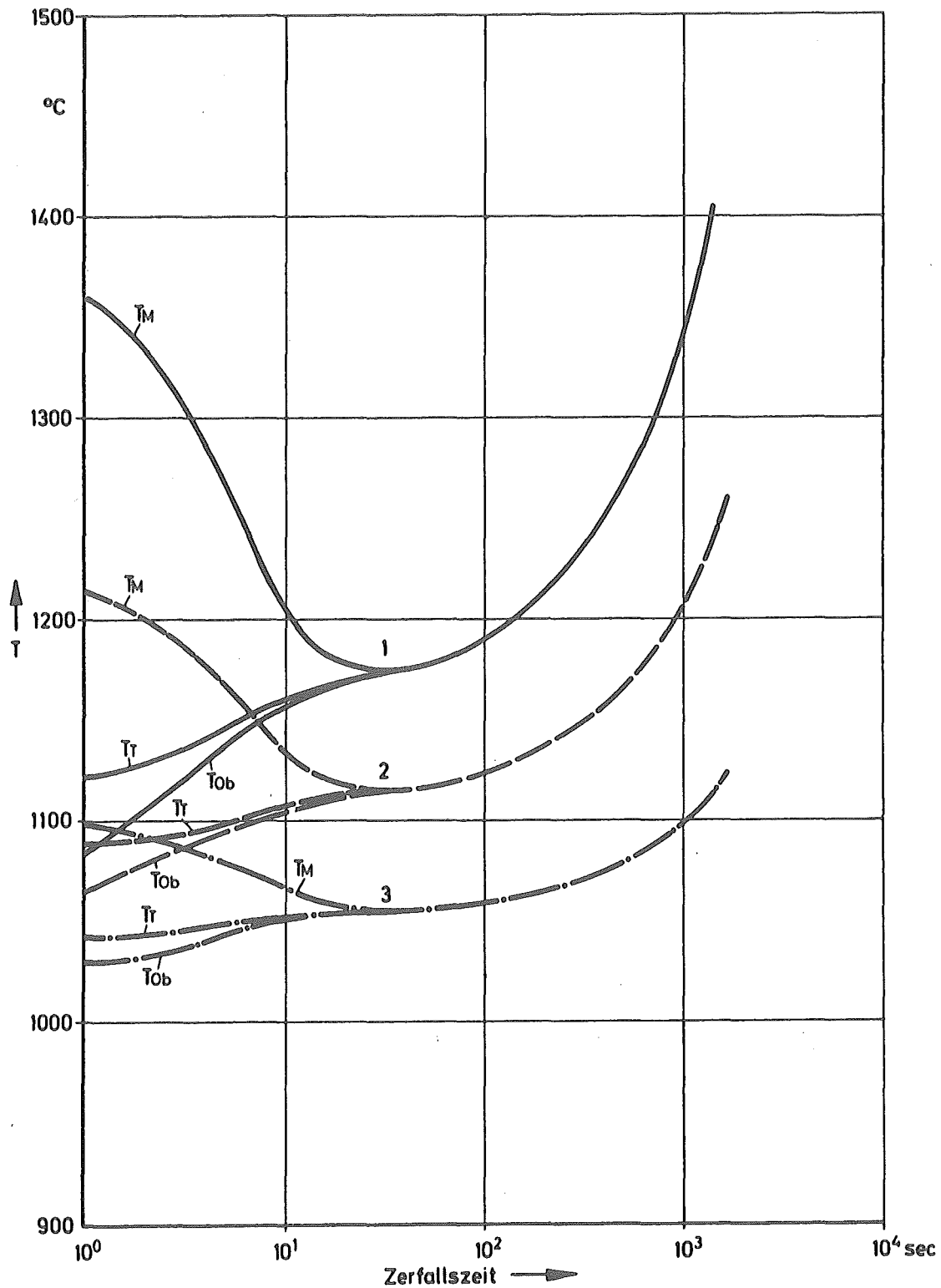


Abb. 24 Temperatúrausgleich im Kugel-Brennelement während der Nachwärmeproduktion ohne Kühlung. (adiabatischer Fall)

Leistung pro Kugel: Fall 1 = 5,5 KW
 Fall 2 = 3,0 KW
 Fall 3 = 1,4 KW

in ca. 20 sec erfolgt. Danach steigt die Temperatur aller Brennelemente langsam in ca. 20 min bis auf den Wert, der in der Kugelmitte am Anfang des Temperaturlausgleiches herrschte. Aus diesen Untersuchungen ist zu entnehmen, daß alle Brennelemente ohne Berücksichtigung ihrer Leistung im Reaktor nach dessen Abschaltung in ca. 20 min das Temperaturniveau erreicht haben, das jedes einzelne Kugelbrennelement in seiner Mitte während des normalen Reaktorbetriebes hatte. Es kann somit gesagt werden, daß die Verzögerungszeit von ca. 20 min bis zum Einsatz des Nachwärmeabfuhrsystems zulässig ist, ohne daß eine erhöhte Diffusion von Spaltprodukten aus einem Brennelement oder eine Schädigung der coated particles aufgrund von Überhitzung zu befürchten ist. Obwohl in dieser Zeit die Brennelementoberflächentemperaturen höher liegen als die im Normalbetrieb, liegt nur dann starke Korrosion oder Abbrandgefahr des Graphits vor, wenn während des Störfalles Luft in das Core eintritt. Dann wäre es in jedem Fall zweckmäßig, die Nachwärmeabfuhr aus dem Core unter Einspeisung eines Schutzgases, wie z.B. Stickstoff, erfolgen zu lassen.

In Abb. 25 ist der Verlauf der Maximaltemperaturen im Core über der Zeit nach dem Abschalten des Reaktors dargestellt. Dabei ist die HTR-GT-Anlage mit verschiedenen Variationen von Brennelementen und unterschiedlichen Leistungsdichteprofilen zugrunde gelegt. Außerdem wird angenommen, daß einmal die Kühlung für die Nachwärmeabfuhr sofort nach der Reaktorabschaltung zur Verfügung steht und zum anderen erst nach ca. 10 min. Wie schon erwähnt wurde, kann man sogar mit dem Einsatz der Kühlung bis zu ca. 20 min warten. Da aber bei der HTR-GT-Anlage ein spezielles Nachwärmeabfuhrsystem vorgesehen ist, ist dieses System auch im Störfall in ca. 10 min ohne Schwierigkeiten einzusetzen. Während der Zeit ohne Kühlung speichert sich die Wärme in den Brennelementen. Aus der Abb. 25 geht hervor, daß der Kurvenverlauf der Maximaltemperaturen in Funktion der Abschaltzeit bei sofortiger und verzögerter Kühlung einander entsprechen, jedoch die Kurve mit verzögerter Kühlung bei etwas höheren Temperaturen verläuft. Die Auswirkung der sofortigen und verzögerten Kühlung ist in den drei zugrunde gelegten Fäl-

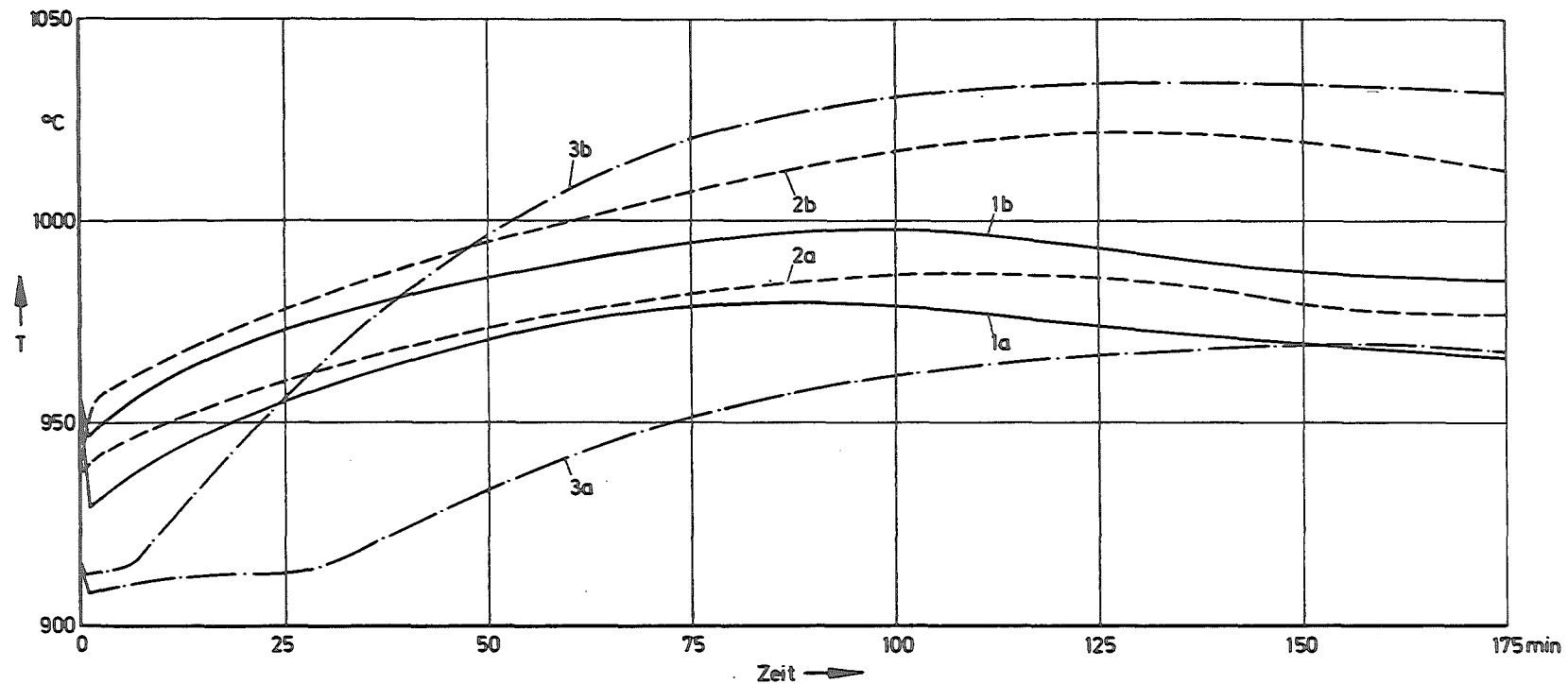


Abb. 25 Mittelwerte der Maximaltemperaturen in Corematerialien während der Nachwärmeproduktion bei der HTR-GT-Anlage

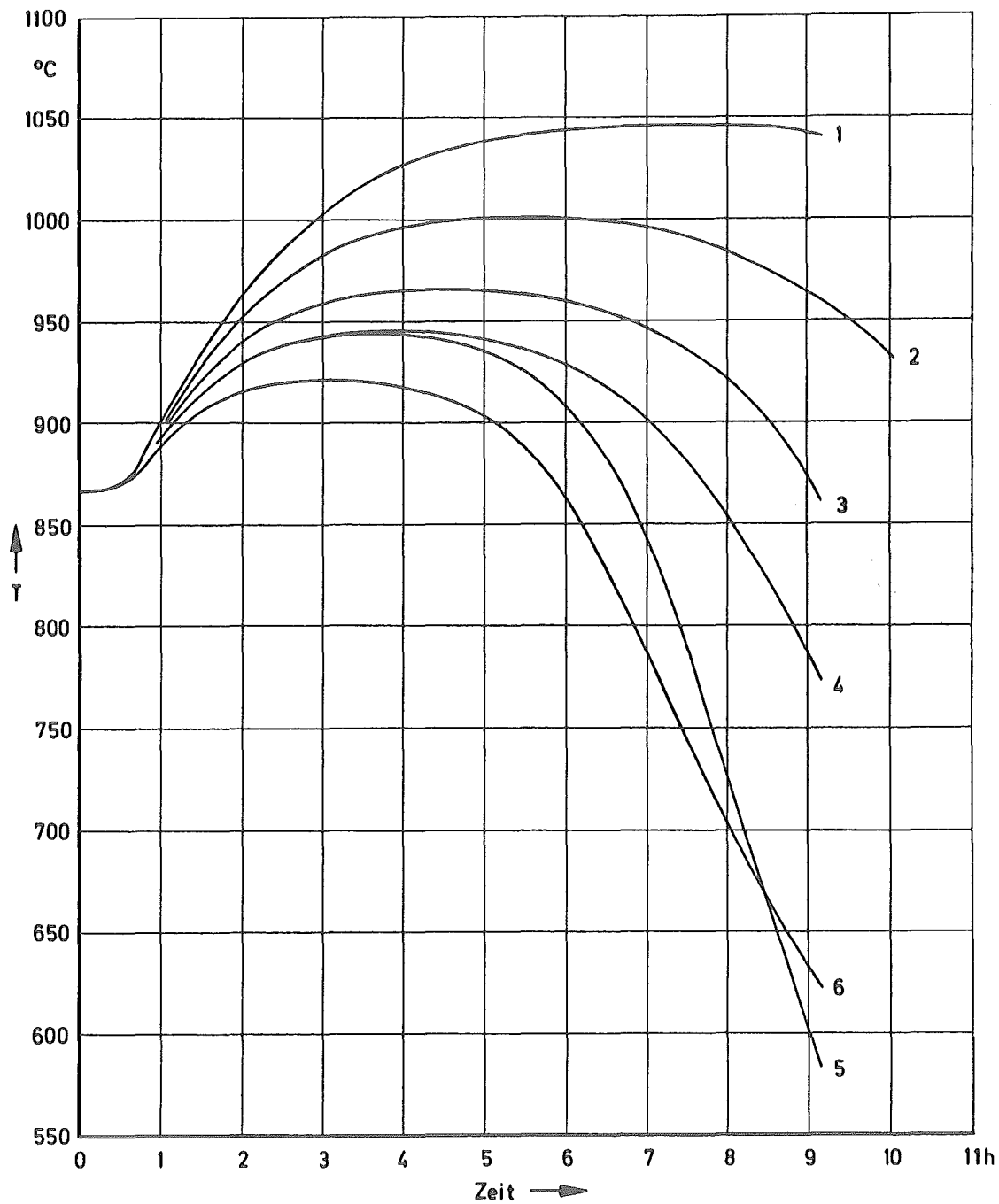
- Fall 1: Reaktor mit kugelförmigen BE; Axiale Leistungsverteilung (sinusförmig)
 Fall 2: Reaktor mit prismatischen BE; Axiale Leistungsverteilung (sinusförmig)
 Fall 3: Reaktor mit kugelförmigen BE; Axiale Leistungsverteilung (OTTO-Prinzip)

Nach Absch. d. Reaktors

- a) sofortige Kühlung
 b) Kühlungsbeginn nach ca. 10 min.
 ($\dot{m} = 5 \text{ kg/s}$)

len verschieden. Und zwar nimmt die Temperaturdifferenz der Maximaltemperaturen von HTR-GT-Anlagen vom Kugelhaufencore mit sinusförmiger Leistungsverteilung, über das mit prismatischen Brennelementen aufgebaute Core zum Kugelhaufencore nach dem OTTO-Prinzip von 15°C über 25°C bis zu 65°C zu. Es ist zu beachten, daß die Temperaturdifferenz von ca. 25°C beim Reaktor mit prismatischen Brennelementen durch eine Unterbrechung der Kühlung von ca. 14 min anstelle von 10 min im Gegensatz zu den anderen Fällen verursacht wird. Die Unterbrechung der Kühlung beim Reaktor mit der Leistungsdichteverteilung nach dem OTTO-Prinzip der HTR-GT-Anlage ist kritisch, da hier die Temperaturen in der oberen Corehälfte über das Niveau der maximalen Temperatur relativ schnell steigen, weil die maximale Leistungsdichte über der Corehöhe hier im Gegensatz zu anderen Reaktoren höher liegt. Damit speichert sich eine größere Wärmemenge im oberen Corebereich, die beim Einsatz der Kühlung zuerst abgeführt werden muß, bevor das gesamte Temperaturniveau im Core absinkt.

In der Abb. 26a ist der Verlauf der Maximaltemperaturen im Core über der Abschaltzeit des Reaktors in Abhängigkeit verschiedener Kühlgase, Systemdrücke und unterschiedlicher Kühlgaseintrittstemperaturen im Core der HTR-PW-Anlage dargestellt. Dabei setzt die Kühlung erst nach einer Verzögerungszeit von ca. 20 min ein. Auch in diesem Fall strömt nur ein Teil des erzwungenen Kühlgasstroms durch das Core und der Rest über den Schutzbehälter. Durch den Vergleich der Kurven (Nr. 3 in Abb. 23a und Nr. 1 in Abb. 26a), die den Verlauf der Maximaltemperatur in Abhängigkeit von der Abschaltzeit bei der Kühlung mit Stickstoff darstellen, stellt sich heraus, daß die Verzögerung des Kühlungseinsatzes eine Erhöhung dieser Temperatur um ca. 30°C verursacht. Diese Erhöhung ergibt sich auch bei der Kühlung mit CO_2 . Es sei hier darauf hingewiesen, daß der Systemdruck von 2 bar in einigen Fällen zugrunde gelegt ist. Auch hier zeigt sich, daß die Kühlung mit N_2 und CO_2 wirkungsvoller ist.



Nr. d. Kurve	Gas	p	\dot{m}	$t_{c,e}$	τ		Q_{ab}	τ		Q_{ab}
		bar	kg/s	°C	h	min	MW	h	min	MW
1	N2	1	4,1	260,0	0	20	2,9	9	22	3,6
2	He	2	1,2	260,0	0	20	3,6	10	15	4,0
3	N2	1	5,8	100,0	0	20	5,2	9	21	5,2
4	Co2	1	6,4	260,0	0	20	4,8	9	21	4,0
5	He	2	1,7	100,0	0	20	6,5	9	21	4,0
6	N2	2	8,2	260,0	0	20	5,7	9	21	3,3

Abb. 26a Mittelwerte der Maximaltemperaturen in Corematerialien während der Nachwärmeproduktion bei der HTR-PW-Anlage (Kühlungsbeginn nach $\tau = 20$ min)

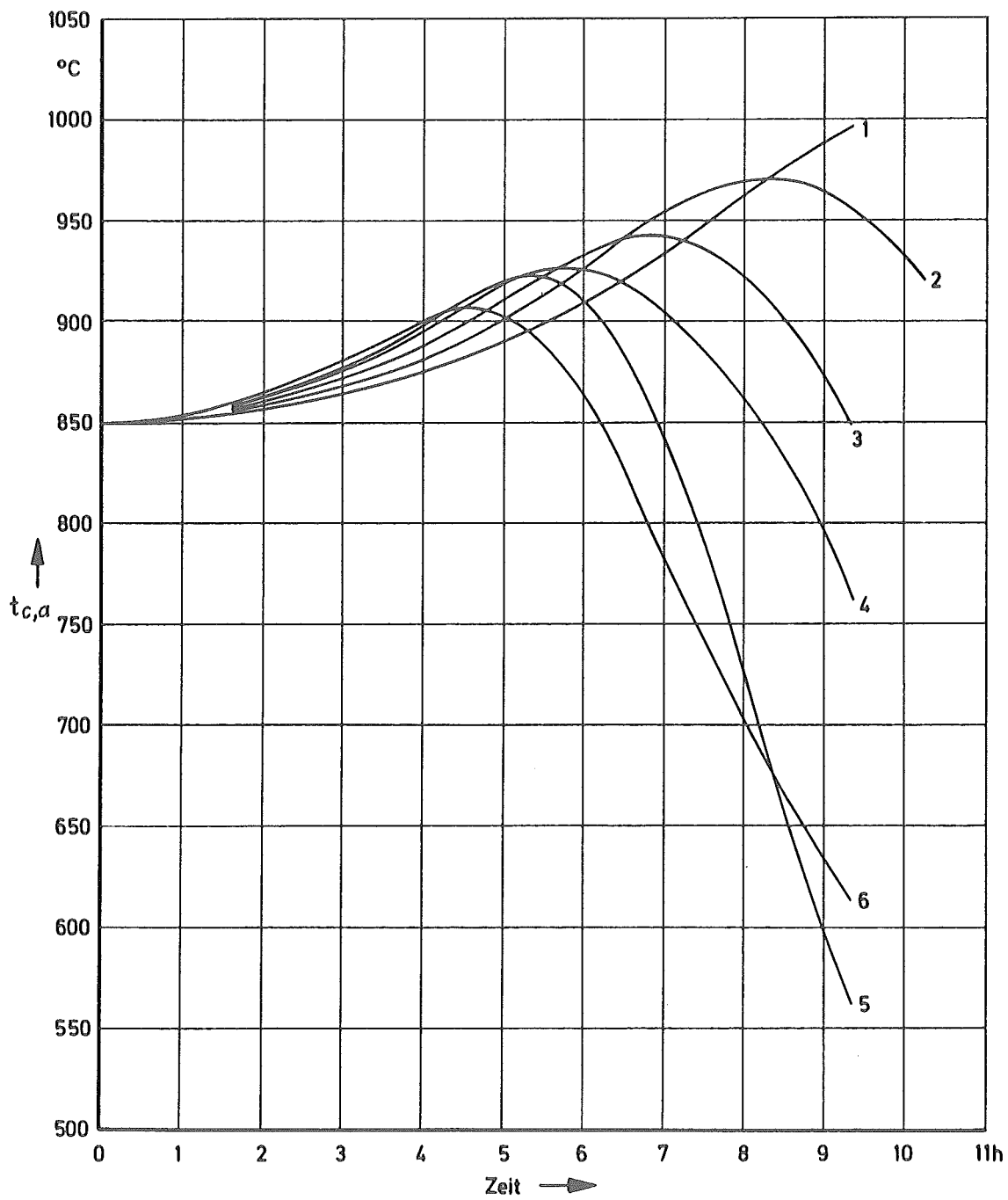


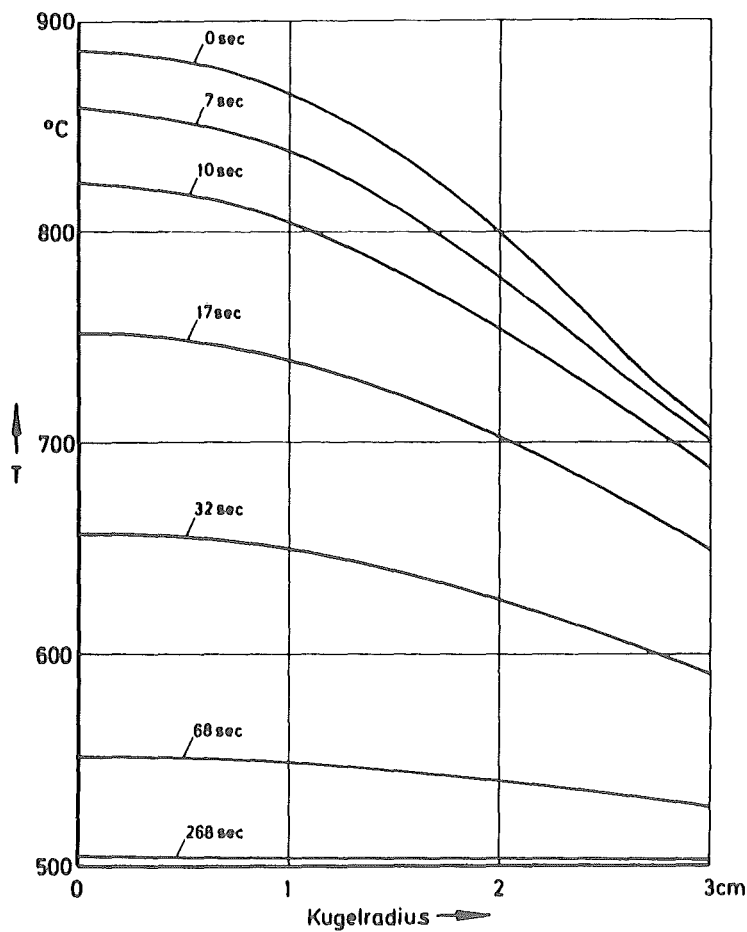
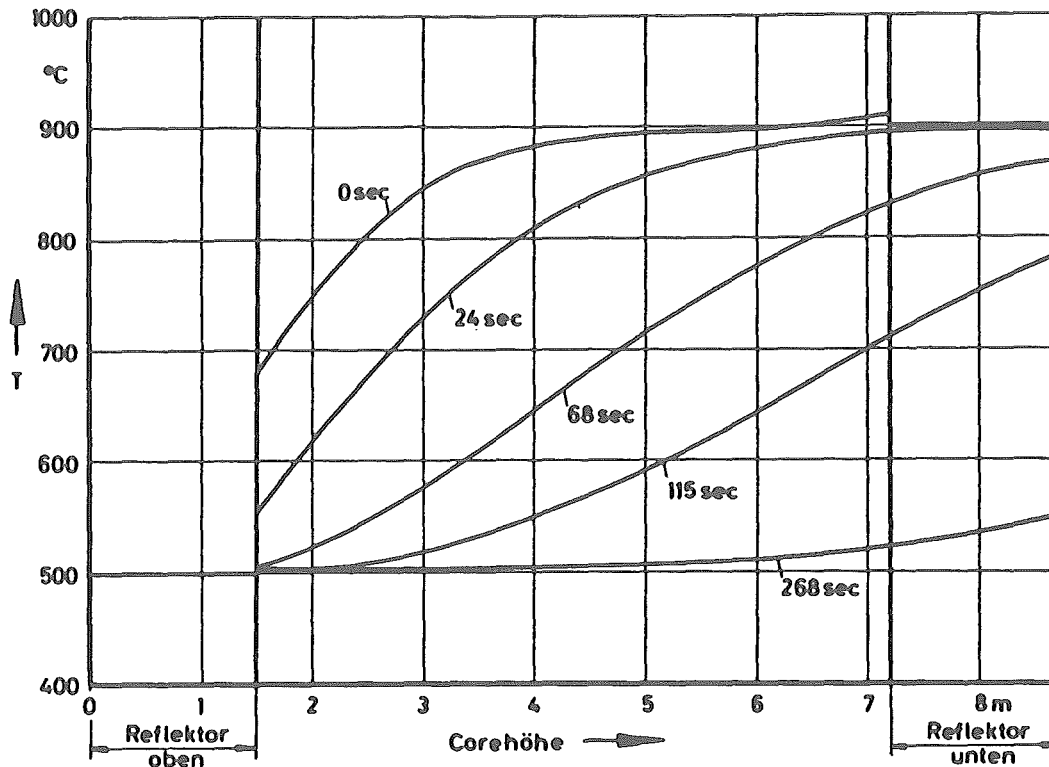
Abb. 26b Zeitliche Änderung der Kühlgasaustritts-
temperatur aus dem Core während der Nachwärme-
abfuhr. (Bezeichnung der Kurven: s. Abb. 26a)

In der Abb. 26b ist die Gasaustrittstemperatur aus dem Core über der Zeit für verschiedene Fälle dargestellt. Daraus ist zu entnehmen, daß die Kühlgasaustrittstemperatur nach der Zeit, bei der die Maximaltemperatur schon absinkt, noch weiter steigt.

5.6 Zeitliche Änderung der Coretemperaturen nach Reaktorabschaltung bei der HTR-GT-Anlage bei vollem Massendurchsatz

Es erhebt sich die Frage, wie schnell die Temperaturen im Core nach Abschaltung des Reaktors durch einen Störfall absinken, wenn der normale Kreislauf ohne regeltechnische Eingriffe aufrechterhalten wird. Die zeitlichen Änderungen der mittleren Temperaturen über der Corehöhe sind in der Abb. 27a dargestellt. Daraus ist zu erkennen, daß die Temperaturen im Core sehr schnell absinken; z.B. fällt die Gasaustrittstemperatur aus dem Core in ca. $4 \frac{1}{2}$ min von 900°C auf 534°C ab. Diese schnelle Gas-temperaturänderung würde große Wärmespannungen in der Heißgas-leitung hervorrufen. In der Abb. 27b sind zeitlich verschiedene Temperaturverteilungen über dem Brennelementradius dargestellt. Hierfür ist ein im Core maximal belastetes Brennelement zugrunde gelegt. Es zeigt sich, daß der größte Temperaturunterschied zwischen der Brennelementmitte und Oberfläche vor dem Abschalten aus Normalbetrieb auftritt. Da beim Graphit die Zugfestigkeit weniger als ein Drittel der Druckfestigkeit ist, ist die maximale auftretende Zugspannung für die Beurteilung der Bruchfestigkeit der Brennelemente maßgebend. Bei Untersuchungen in [21] stellte sich heraus, daß sich stets die größte Zugspannung am äußeren Rand der kugelförmigen Brennelemente einstellt, die abhängig von dem Temperaturunterschied zwischen Kugelmitte und seiner Oberfläche ist. Die höchste Zugbeanspruchung des Brennelementes tritt demnach im Normalbetrieb auf. Da für diesen die Auslegung des Brennelements erfolgt, steht fest, daß während der starken Abkühlung keine unzulässigen Spannungen in den Brennelementen auftreten.

Es wird für diese Untersuchungen angenommen, daß die Gaseintrittstemperatur im Core konstant bleibt. In Wirklichkeit jedoch sinken alle Temperaturen im Kreislauf, sobald die Gasaustritts-



a) Temperaturverteilungen in Corematerialien

b) Temperaturverteilungen im Kugelbrennelement.

(Axialzone (NN-6)
s. Abb. 5)

Abb. 27 Zeitliche Änderung der Coretemperaturen bei Abschaltung des Reaktors und Aufrechterhalten des vollen Massenstroms. (HTR-GT-Anlage mit axialer Leistungsverteilung nach dem OTTO-Prinzip)

temperatur sinkt. Auch der Massendurchsatz bleibt nicht der gleiche. Diese Untersuchungen zeigen jedoch, daß der Massendurchsatz im Core aufgrund auftretender Thermospannungen in Kreislaufkomponenten in kürzester Zeit reduziert werden muß, sobald der Reaktor gezielt oder durch eine Störung im Abschalt-system abgeschaltet wird.

5.7 Zulässige Coretemperaturen bei den HTR-Anlagen nach der Reaktorabschaltung

Es ist die Frage zu untersuchen, welche Zeit das Core nach der Reaktorabschaltung ohne Kühlung verbleiben kann ohne daß irreparable Schäden auftreten.

Aus den bisherigen Untersuchungen ergibt sich, daß die Nachwärmeabfuhr bei allen Hochtemperaturreaktoren erst nach ca. 20 min eingesetzt zu werden braucht. Bis zu dieser Zeit steigen die Temperaturen in den Brennelementen, wenn kein Wärmeaustausch zwischen den Brennelementen erfolgt, lediglich bis auf das Niveau, das während des normalen Reaktorbetriebes in den Brennelementen maximal herrscht.

In weiteren Untersuchungen wurde berechnet, welche Temperaturverteilungen sich über der Corehöhe nach dem Abschalten des Reaktors einstellen, falls über längere Zeit kein Wärmeaustausch durch Kühlung, Wärmeleitung oder Wärmestrahlung zwischen den Brennelementen im Core stattfindet. Für diese Bedingungen ist in Abb. 28 dargestellt, wie sich die Temperaturen im Core der zugrunde gelegten HTR-PW-Anlage ändern. Die angenommenen Bedingungen sind pessimistisch, da auf jeden Fall ein Wärmeaustausch zwischen den Brennelementen durch einen kleinen Naturumlauf des Kühlgases im drucklosen Core oder durch die Wärmestrahlung bei hohen Temperaturdifferenzen stattfindet. Aus der Abb. 28 ist zu erkennen, daß die Temperaturen der Brennelemente im Bereich der höheren Leistungsdichten nach ca. 10 h über 2000 °C liegen. Das betrifft jedoch nur einen kleinen Teil des Cores. Auch bei der HTR-GT-Anlage würden die Temperaturen in gleicher Weise steigen. Nur das Niveau dieser Temperaturen könn-

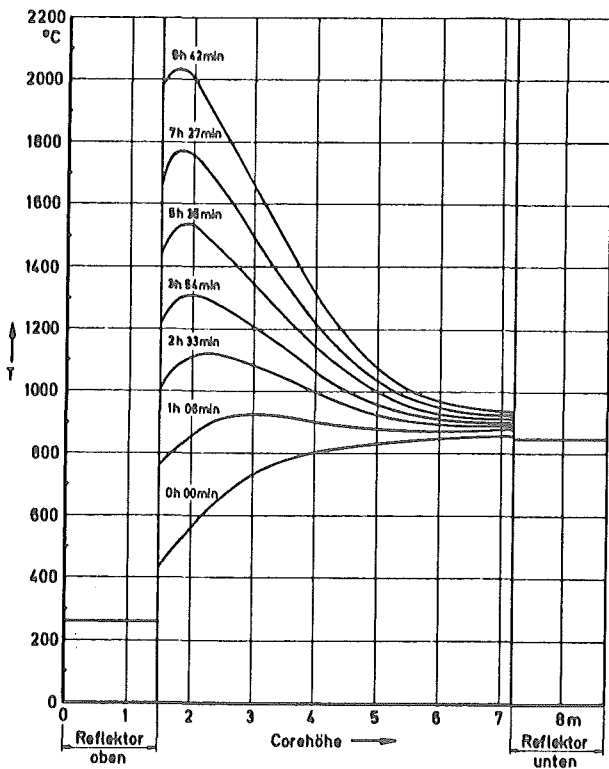


Abb. 28

Temperaturverteilungen in Corematerialien während der Nachwärmeproduktion bei der HTR-PW-Anlage ohne Wärmeaustausch zwischen den Brennelementen.

te höher liegen, da auch das Niveau der Anfangstemperaturverteilung über der Corehöhe höher liegt. Zum anderen wird die Temperaturverteilung aufgrund des sinusförmigen Leistungsdichteprofil, bei welchem im Gegensatz zum Leistungsdichteprofil nach dem OTTO-Prinzip die höchsten Leistungsdichten in der Coremitte liegen, eine andere sein. Aus diesem Sachverhalt stellt sich die Frage, welche Temperaturen im Core eines Hochtemperaturreaktors überhaupt zulässig sind. Die maximale Brennstofftemperatur ist bisher für den Normalbetrieb auf 1250 °C (THTR-Spezifikation) festgesetzt. Bei der Überschreitung dieser Grenze ist die Gefahr einer erhöhten Diffusion der Spaltprodukte aus den Brennelementen und die Beschädigung der Brennstoffteilchen gegeben. Die Diffusion der Spaltprodukte ist ein langsamer Prozess und ist abhängig von der Temperaturhöhe. Die Beschädigung der Brennstoffteilchen durch Überhitzung ist bei höheren Abbränden der Brennelemente größer, da durch die Spaltgasrückhaltung ein sehr hoher Innendruck in den Brennstoffteilchen herrscht. Vermutlich wird die Haltbarkeit der Pyrokohlenstoffschichten der Brennstoffteilchen durch eine plötzliche Druckentlastung des Cores negativ beeinflusst. Daraus ergibt sich,

daß die zulässige Brennstofftemperatur vom Zustand des Cores abhängig ist, z.B. vom vollen Systemdruck oder atmosphärischem Druck und vom Abbrand der Brennelemente. Die bisherigen Untersuchungen zeigen, daß nur in einem kleinen Teil des Cores nach ca. 1 h eine Erhöhung der Brennstofftemperaturen von ca. 100 °C gegenüber den Temperaturen, die im Normalbetrieb herrschen, auftritt. Aus diesem Grunde kann der Kontaminationspegel auch beim schweren Störfall, d.h. Ausfall der Kühlung für längere Zeit, nur langsam ansteigen, weil wahrscheinlich nur einige Brennstoffteilchen in den Zonen der erhöhten Temperaturen beschädigt werden. Das gleiche gilt auch für die Diffusion der Spaltprodukte. Die Gefahr des Coreschmelzens besteht beim HTR auch bei längerer Stillstandzeit der Kühlung nicht.

Die maximalen Oberflächentemperaturen der Brennelemente bei den Hochtemperaturreaktoren liegen bei 1050 °C im Normalbetrieb. Diese Grenztemperatur ist gesetzt worden, um eine Korrosion der Graphitschalen durch die Verunreinigungen im Helium unter der zulässigen Grenze zu halten. Bei der Nachwärmeproduktion ist die oberste Grenze der Oberflächentemperatur nicht entscheidend, weil die Korrosion auch ein langsamer Prozeß ist. Tritt jedoch beim Störfall Luft in das Core ein entsteht ein Graphitabbrand, dessen Ausmaß von der eingedrungenen Luftmenge abhängig ist und nicht von der Temperatur, weil der gesamte O₂-Gehalt der Luft bei Temperaturen über 1000 °C in jedem Fall abbrennt.

Die Begrenzung der Temperaturerhöhung im Core erfolgt nicht durch die Belastung der Brennelemente, sondern durch die zu starke Aufheizung von Stahleinbauten. Da das NW-Abfuhrsystem größtenteils aus stahlgefertigten Komponenten besteht, können in diesen durch überhohe Gastemperaturen oder deren schnelle Änderungen Funktionsausfälle und unzulässige Wärmespannungen auftreten. Diese Belastungen entstehen immer dann, wenn nach einer Reaktorabschaltung ohne Kühlung des Nachwärmeabfuhrsystems in Betrieb genommen wird. Durch die größere Wärmekapazität des Bodenreflektors ist zwar zu Beginn der Kühlung die Kühlgasaustrittstemperatur aus dem Core ungefähr die gleiche wie beim Normalbetrieb, steigt jedoch infolge des Temperatúrausgleichs nach einiger Zeit an. Das Problem der HTR-Anlage nach ihrer Abschaltung liegt nicht so sehr in der thermischen Belastung

der keramischen Coreeinbauten und der Brennelemente, sondern in der thermischen Belastung der zum Nachwärmeabfuhrsystem gehörenden stahlgefertigten Komponenten. Der Reaktor der HTR-Anlage wird selbst nach einigen Stunden ohne Kühlung keine größeren Schäden erleiden.

6. Das Transientenverhalten im Core der HTR-GT-Anlage bei der Laständerung

Bei der Zweikreisanlage wird die im Reaktor an das Kühlgas abgegebene Wärme durch die Kopplung mit einem Dampferzeuger auf die Dampfturbine übertragen. Dabei wirkt der Dampferzeuger als Dämpfungsglied zwischen Reaktor und Dampfturbine, insbesondere in bezug auf regeltechnische Vorgänge.

Bei der Einkreisanlage wird die Wärme vom im Reaktor aufgeheizten Kühlgas direkt an die Gasturbine abgegeben. Wärmeaufnahme und Wärmeabgabe sind in diesem Fall unmittelbar aneinander gekoppelt. Dadurch wirkt sich jede Änderung der Leistungserzeugung im Reaktor, des Massenstroms und des Druckpegels des Kühlgaskreislaufs direkt auf die thermodynamischen Verhältnisse des Kreislaufs aus. Ein dem Dampferzeuger äquivalentes Dämpfungsglied ist im Einkreissystem nicht vorhanden.

Entsprechend den vorher aufgeführten Einflußgrößen kann die Regelung der Einkreisanlage grundsätzlich durch Temperatur-, Bypaß- und Druckpegelregelung erfolgen [22]. Die Temperaturregelung durch Ein- bzw. Ausfahren der Regelstäbe im Core verändert die im Kühlgas zu übertragende Wärmemenge. Durch die Bypaßregelung wird an bestimmten Stellen des Kreislaufs ein Teil des Massenstroms durch das Verstellen der Ventile abgezweigt und an anderen Stellen zugeleitet. Die Druckpegelregelung erfolgt durch die Änderung der Dichte im gesamten System durch Auffüllen bzw. Ablassen der im Kreislauf befindlichen Kühlgasmenge.

Im folgenden werden einige Vergleiche über das thermische Verhalten des Cores und der hochbelasteten Brennelemente bei einer Leistungsänderung mittels oben beschriebenen verschiedenen Regelmethoden angestellt. Das nuklear physikalische Verhalten des Cores, d.h. Leistungsänderung durch Reaktivitätsänderung und Temperaturrückkopplung, wird nicht berücksichtigt, da sich diese Effekte für die Untersuchung lediglich in einer Zeitverzögerung bemerkbar machen. Der Untersuchung wird das

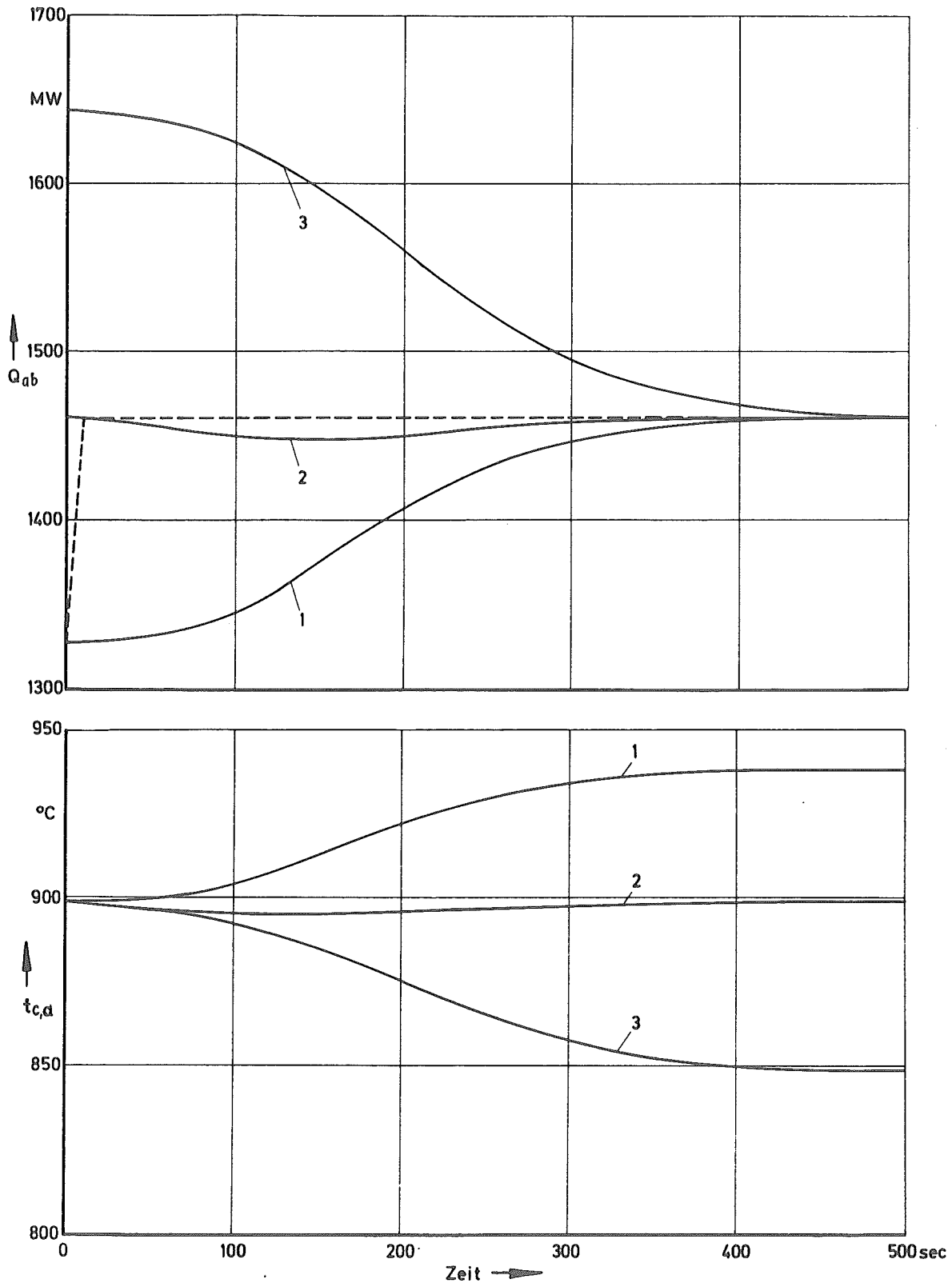


Abb. 29 Zeitliche Änderung der abgeführten Wärmemenge und der Gasaustrittstemperatur aus dem Core der HTR-GT-Anlage mit kugelförmigen BE und axialer Leistungsverteilung nach dem OTTO-Prinzip bei einer 10 %igen Reaktorleistungserhöhung (von 100 auf 110 % in 10 s, dargestellt durch die gestrichelte Linie)

Fall 1:	$\dot{m} = \text{konst.}$	$t_{c,e} = \text{konst.}$
Fall 2:	$\dot{m} = 1,1 \cdot \dot{m}_{NB}$	$t_{c,e} = \text{konst.}$
Fall 3:	$\dot{m} = 1,1 \cdot \dot{m}_{NB}$	$t_{c,e} = 0,9 (t_{c,e})_{NB}$

Core mit dem Leistungsdichteprofil nach dem OTTO-Prinzip zugrunde gelegt.

In Abb. 29 sind die abgeführte Wärmeleistung und die Gasaustrittstemperatur aus dem Core über der Zeit für drei verschiedene Fälle dargestellt, Dabei wird angenommen, daß die thermische Reaktorleistung rampenförmig von 100 % auf 110 % in 10 sec erhöht wird. Es zeigt sich, daß bei konstantem Massenstrom durch das Core und konstanter Gastemperatur am Coreeintritt die Gastemperatur am Coreaustritt und damit die übertragene Wärmemenge an das Kühlgas langsam ansteigen und nach ca. 7 min einen konstanten Wert erreichen.

Während dieses Vorganges steigt das Temperaturniveau in allen Brennelementen an. Das radiale Temperaturprofil in einem hochbelasteten Brennelement (der Axialzone J = NN-4) wird in Abb. 30 a dargestellt. Hier dauert das Übergangsverhalten ca. 2 1/2 min.

Im nächsten Fall wird zusätzlich zur Leistungsrampe der Massenstrom durch das Core sprungförmig 10 % erhöht. Hier zeigt sich, daß die Leistungsabgabe an die Gasturbine gleichzeitig mit der Änderung des Massenstroms einhergeht. Die Gasaustrittstemperatur aus dem Core sinkt vorübergehend um einige Grad und erreicht wieder den Ausgangswert in ca. 7 min. Daraus ist zu ersehen, daß die Bypass- bzw. Druckpegelregelung wirksam ist. Das radiale Temperaturprofil des oben angegebenen kugelförmigen Brennelements während dieses Vorgangs ist in Abb. 30 b dargestellt. Dabei sinkt die Oberflächentemperatur um ca. 3 °C in etwa 20 sec ab. Dieser Effekt läßt sich durch die höhere Wärmeübergangszahl an dieser Stelle begründen. Gleichzeitig steigt die Temperatur in der Kugelmitte um ca. 10 °C durch die Leistungserhöhung an. Auch hier wird der stationäre Zustand in ca. 2 1/2 min erreicht.

Im dritten Fall wird zusätzlich zu den bisher vorgenommenen Änderungen eine sprungförmige Temperatursenkung der Gaseintrittstemperatur im Core um 10 % des bisherigen Wertes vorausgesetzt.

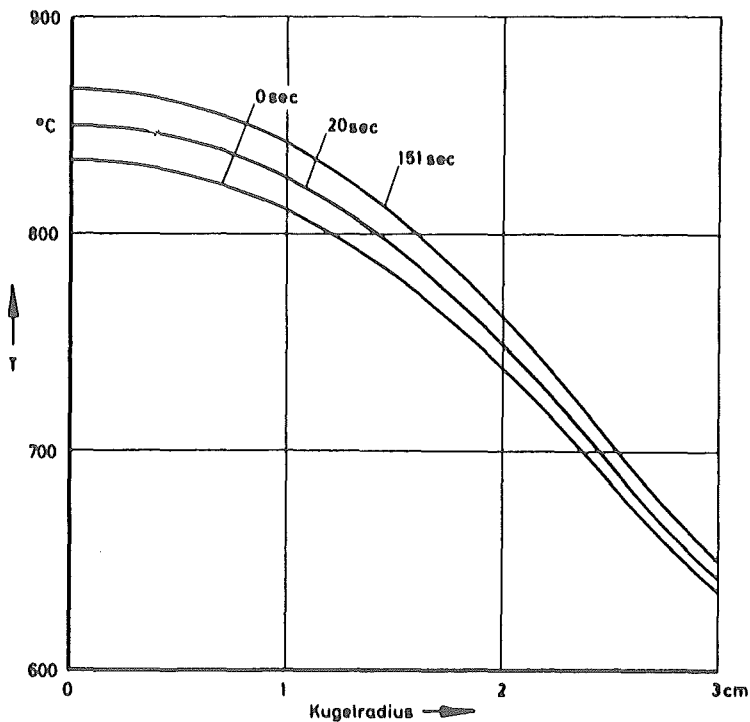


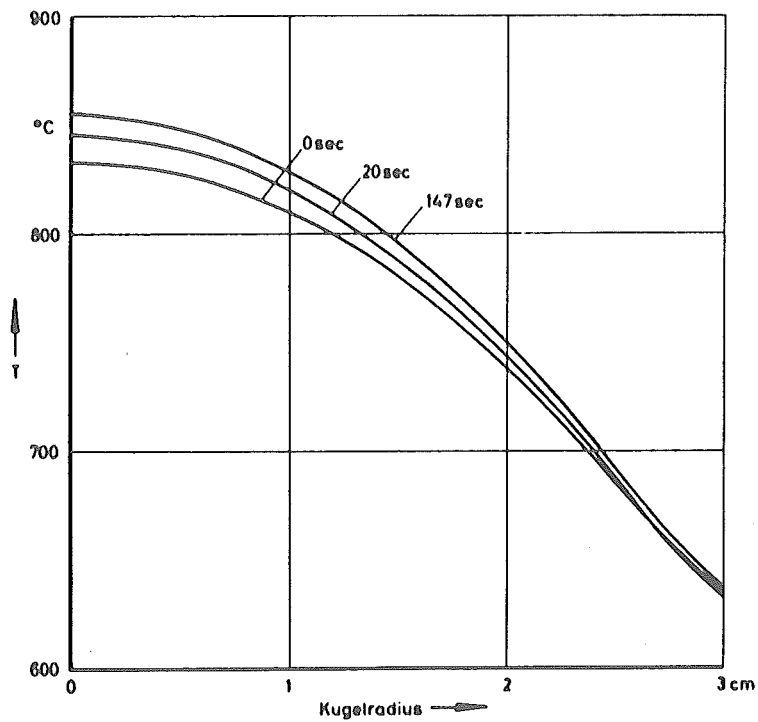
Abb. 30 a

Temperaturverteilungen im
Kugelbrennelement bei
(Axialzone (NN=4) s. Abb. 5)

Fall 1 (Spezifikation in
Abb. 29)

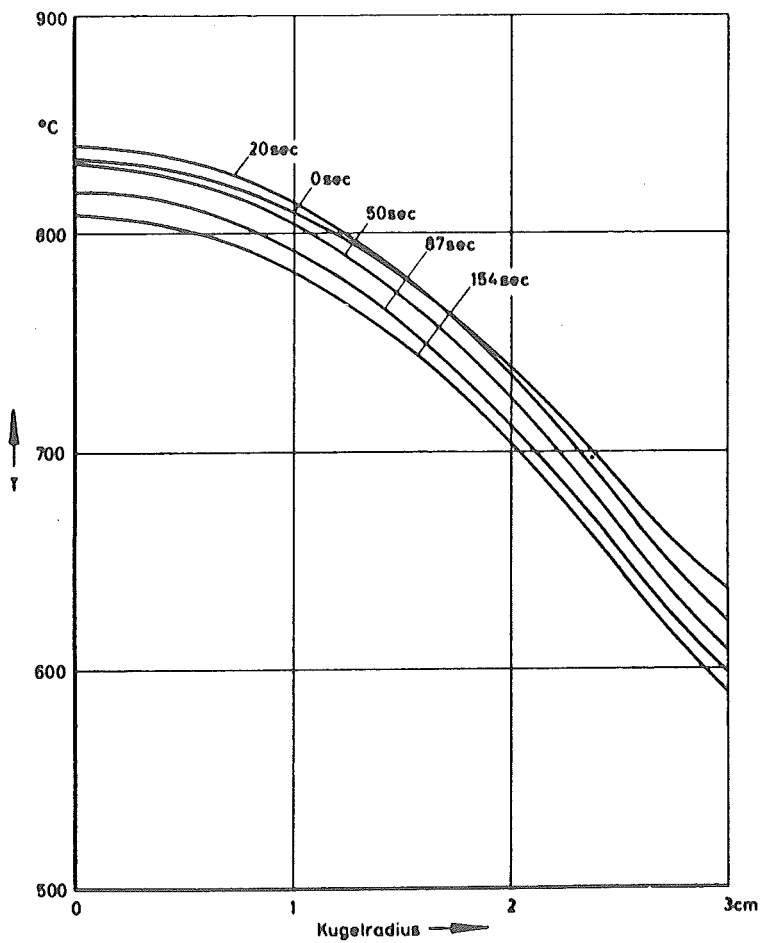
Es wird angenommen, daß diese Temperatursenkung durch das größere Gefälle in der Turbine und damit durch die niedrigeren Temperaturen an der Niederdruckseite des rekuperativen Wärmeübertragers verursacht wird. Aus der Abb. 29 ist zu entnehmen, daß nach etwa einer Minute die Gastemperatur am Coreaustritt absinkt und nach ca. 8 min ein neues Niveau erreicht, das ungefähr 50 °C niedriger als der Ausgangswert liegt, d.h. trotz höherer Wärmeleistungsabgabe an die Gasturbine sinkt die Temperatur am Turbineneintritt ab. Während dieses Vorgangs sinkt die Oberflächentemperatur des kugelförmigen Brennelements stärker als beim vorherigen Fall (s. Abb. 30c). Die Temperatur in der Kugelmitte steigt nicht auf das Niveau des im zweiten Fall angegebenen Wertes. Im stationären Zustand nach ca. 2 1/2 min. liegt dann das gesamte Temperaturprofil auf einem niedrigeren Niveau.

Die Untersuchungen zeigen, daß durch Massenstromänderungen infolge der Bypass- bzw. Druckpegelregelung Änderungen der aus dem Core an den Turbinenkreislauf abgegebenen Leistungen schnell bewältigt werden können. Außerdem kann die Gasaustrittstemperatur aus dem Core trotz der Massenstromänderung ungefähr konstant gehalten werden, wenn bei Leistungsänderung die Gaseintrittstemperatur im Core konstant bleibt.



b)

Fall 2 (Spezifikation
in Abb. 29)



c)

Fall 3 (Spezifikation
in Abb. 29)

Abb. 30 Temperaturverteilungen im Kugelbrennelement einer Axialzone (NN=4) (s. Abb. 5).

Durch diese Transientenvorgänge treten aber Änderungen der radialen Temperaturverteilungen in den Kugelbrennelementen auf, wobei die Zugspannungen an den Oberflächen größer sein können als die im Normalbetrieb.

7. Zusammenfassung

In der Arbeit wurden transiente Vorgänge in Reaktoren von HTR-GT- und HTR-PW-Anlagen im Zusammenhang mit der Nachwärmeabfuhr und mit Laständerungen untersucht. Ein zur Lösung der Aufgaben geeignetes Rechenmodell, dem eine instationäre Wärmeleitung in den Brennelementen und eine quasistationäre eindimensionale Kühlmittelströmung im Kreislauf zugrunde gelegt wird, wurde angegeben. Anhand dieses Rechenmodells und unter Heranziehung von zwei vorhandenen Programmen wurde ein neues Programm aufgestellt, dessen Aufbau kurz schematisch beschrieben worden ist.

Das neue Programm gestattet Parameterstudien für die Nachwärmeabfuhr bei der HTR-GT-Anlage unter Zugrundelegung von zwei speziellen Nachwärmeabfuhrsystemen die auf der Natur- oder der erzwungenen Konvektion basieren. Beide Systeme verwenden als Wärmesenke den als Rippenkühler ausgebildeten wassergekühlten Liner. Bei der Naturkonvektion wurde der Systemdruck als Parameter gewählt und von 1 bis 60 bar variiert. Für die erzwungene Konvektion ist der Massenstrom durch das Core von 1 bis 10 kg/s als Parameter eingesetzt worden. Für diese Untersuchungen wurde ein Reaktor mit kugelförmigen- sowie mit prismatischen Brennelementen angenommen. Es wurde außerdem in Betracht gezogen, daß das Kugelhaufencore nicht nur eine sinusförmige Leistungsverteilung sondern auch die nach dem OTTO-Prinzip haben kann.

Für die HTR-PW-Anlage wurde berechnet, ob ein Primärkreislauf für die Nachwärmeabfuhr unter Verwendung der Kühlgase He, N₂ und CO₂ ausreichend ist, wenn ein Bruch der Koaxialleitung zwischen Core und Wärmetauscher vorliegt. Hierbei sind für den Systemdruck 1 und 2 bar und für die Kühlgaseintrittstemperatur in das Core 100 und 260 °C als Parameter betrachtet worden.

Es wurde außerdem das Verhalten des Cores dieser Anlagen nach einer kurzen und langen Verzögerung des Einsatzes der Kühlung während der Nachwärmeproduktion untersucht. Ferner wurde gezeigt, wie die Temperaturen im Core der HTR-GT-Anlage nach

Reaktorabschaltung bei der Umwälzung von größeren Massenströmen durch das Core absinken.

Für die zeitliche Änderung der Nachwärmeproduktion werden empirische Gleichungen zugrunde gelegt.

Der Einfluß von regeltechnischen Eingriffen zur Laständerung würde mit diesem Programm am thermischen Verhalten von Core und Brennelementen der HTR-GT-Anlage untersucht.

Anhand der Untersuchungen für die HTR-GT-Anlage stellt sich heraus, daß die Naturkonvektion für die Nachwärmeabfuhr für alle Hochtemperaturreaktoren, bei denen eine Abwärtsströmung des Kühlgases während des normalen Reaktorbetriebes vorgesehen ist, keine ideale Lösung darstellt. Infolge einer Strömungsumkehrung treten durch Temperatúrausgleich in der oberen Corehälfte Temperaturerhöhungen von über 200 °C gegenüber denjenigen auf, die im Normalbetrieb dort herrschen. Dieser Effekt ist bei einem Core mit der Leistungsdichteverteilung nach dem OTTO-Prinzip sehr prägnant. Dadurch werden alle Komponenten, die auf einer niedrigen Temperatur gehalten werden müssen, insbesondere Stahleinbauten, gefährdet. Aus diesem Grunde sollte die Nachwärmeabfuhr bei den HTR-Anlagen durch die erzwungene Konvektion durchgeführt werden. Ferner ergibt sich, daß ein Betrag von ungefähr 1,5 % der Wärme, bezogen auf die thermische Reaktorleistung, für einige Stunden, ca. 3 h, nach der Abschaltung abgeführt werden muß, um eine Erhöhung der Maximaltemperaturen im Core unter 100 °C zu halten. Diese Feststellung bezieht sich auf die Annahme, daß die Kühlgastemperatur am Coreeintritt nicht wesentlich über 100 °C während der Nachwärmeabfuhr liegt. Außerdem stellt sich heraus, daß ein rekuperativer Wärmetauscher im Nachwärmeabfuhrsystem nicht unbedingt notwendig ist. Dieser Annahme liegt die technologische Realisierbarkeit des Rippenkühlers zugrunde, wobei die Probleme der Wärmespannungen in den Rippen und der thermischen Belastung des Liners noch gelöst werden müssen. Der als Rippenkühler ausgebildete Liner reicht für die Nachwärmeabfuhr jedoch aus. Weiterhin stellt man fest, daß die Gebläseleistung für die Nachwärmeabfuhr beim Reaktor

mit kugelförmigen Brennelementen etwas höher ist, als die beim Reaktor mit prismatischen Brennelementen. Das Temperaturverhalten im Core ist dagegen bei gleichem Massenstrom durch das Core jeweils das gleiche. Die Gebläseleistung kann aber erheblich reduziert werden, wenn gewährleistet wird, daß im System der Druck nicht unter 2 bar absinkt. Die für 1 bar ausgelegten Radialgebläse, (Gesamtgebläseleistung ca. 250 KW beim Reaktor mit kugelförmigen Brennelementen) sollten über ihrer Drehzahl mit Thyristoren geregelt werden können, um ihre Benutzung bei höheren Drücken zu gewährleisten.

Die Untersuchungen für die HTR-PW-Anlage zeigen, daß trotz der Strömungsteilung vor dem Core bei einem Bruch der Koaxialleitung die Nachwärmeabfuhr mit dem zur Verfügung stehenden Primärkreislauf gewährleistet ist. Es stellt sich aber heraus, daß bei gleichbleibender Gaseintrittstemperatur im Core, von 260 °C, der Temperaturanstieg der Maximaltemperatur der Brennelemente nur durch die Kühlung mit CO₂ unterhalb 100 °C zu halten ist, wenn der Systemdruck von 1 bar zugrunde gelegt wird. Wäre es aber möglich, den Druck im Schutzbehälter auf 2 bar zu halten, könnte die Temperaturerhöhung mit N₂ ebenfalls innerhalb der oben genannten Spanne gehalten werden. Mit He dagegen würde die Maximaltemperatur der Brennelemente in diesem Falle ungefähr um 130 °C gegenüber der Temperatur im Normalbetrieb ansteigen. Die Folge der Temperaturerhöhung der Brennelemente ist ein Anstieg der mittleren Gastemperatur am Coreaustritt während der Nachwärmeabfuhr. Für die untersuchten Fälle tritt für diese Gastemperatur eine Erhöhung von 60 °C bis auf über 100 °C auf. Neuerdings kann durch Änderung der Koaxialleitungsbauweise bei jedem Störfall eine Strömungsteilung vor dem Core verhindert werden. Damit strömt der gesamte Massenstrom eines primären Kreislaufes auch bei dem Nachwärmeabfuhrbetrieb durch das Core. Für die jetzigen Untersuchungen bedeutet diese Änderung, daß der Massenstrom durch das Core, der beim Systemdruck von 2 bar ermittelt worden ist, durch die Verhinderung der Strömungsteilung identisch ist mit dem Massenstrom bei einem Systemdruck von 1 bar. Dies bedeutet, daß sich während der Nachwärmeabfuhr mit N₂ und He mittels eines Primärkreis-

kreislauf auch bei einem Systemdruck von 1 bar keine größere Temperatursteigerung im Core ergibt, z.B. 60 °C nach 3 h bei N₂ und 80 °C nach 4 h bei He. Die größte Erhöhung der mittleren Gasaustrittstemperatur aus dem Core beträgt bei Kühlung mit He ca. 120 °C nach ca. 8 h der Abschaltung.

Eine Verzögerung des Einsatzes der Kühlung während der Nachwärmeproduktion, z.B. von 20 min, hat zur Folge, daß bei Einsetzung der Kühlung nach dieser Verzögerung der Temperaturverlauf über der Corehöhe ungefähr 30 °C höher liegt als bei einer sofortigen Kühlung. Eine Ausnahme bildet das Kugelhaufencore mit der Leistungsverteilung nach dem OTTO-Prinzip für die HTR-GT-Anlage. Bei diesem liegen die Temperaturen infolge der Kühlungsverzögerung höher.

Das Problem der HTR-Anlage nach ihrer Abschaltung liegt nicht so sehr in der thermischen Belastung der keramischen Coreeinbauten und der Brennelemente, sondern in der thermischen Belastung der zum Nachwärmeabfuhrsystem gehörenden stahlgefertigten Komponenten. Das Graphitcore der HTR-Anlage wird selbst nach einigen Stunden ohne Kühlung keine großen Schäden erleiden.

Leistungsänderungen an der Turbine durch Massenstromänderungen infolge der Bypass- bzw. Druckpegelregelung können aufgrund des trägen thermischen Verhaltens des Cores bei der HTR-GT-Anlage sehr schnell bewältigt werden. Die Kühlgastemperatur am Turbineneintritt bleibt jedoch nur dann konstant, wenn auch die Kühlgastemperatur am Coreeintritt konstant gehalten werden kann. Die Änderung des Massenstromes hat auf die Kühlgasaustrittstemperatur einen unbedeutenden Einfluß, wenn der Reaktor nachgeregelt wird.

Anhang A Darstellung der temperaturabhängigen Variablen

1. Kühlgas

Helium wird während des normalen Reaktorbetriebes als Kühlgas verwendet. Für die Nachwärmeabfuhr kann außerdem N_2 und CO_2 als Schutzgas für die Kühlung benutzt werden. Die Temperaturabhängigkeit der Stoffwerte verschiedener Kühlgase wurde für die Untersuchungen zugrunde gelegt. Die der Literatur [23, 24] entnommenen Stoffwerte beziehen sich auf 1 bar, ihre Druckabhängigkeit ist vernachlässigbar.

Gaskonstante R:

Helium	He	2077,2	J/(kg·grd)
Stickstoff	N_2	296,8	J/(kg·grd)
Kohlendioxyd	CO_2	188,9	J/(kg·grd)

Diese Werte zeigen, daß bei gleichem Druck und gleicher Temperatur das Kühlgas He die niedrigste Dichte hat und damit bei gleichem Fördervolumen des Gebläses im Nachwärmeabfuhrbetrieb den niedrigsten Massenstrom durch das Core erreicht.

Dynamische Zähigkeit η :

Die dynamische Zähigkeit dieser Kühlgase ist als Funktion der Temperatur in Abb. 31 dargestellt. Es zeigt sich, daß die dynamische Zähigkeit dieser Gase im gesamten Temperaturbereich ungefähr gleich ist.

Abb. 31

Dynamische Zähigkeit
als Funktion der Tem-
peratur

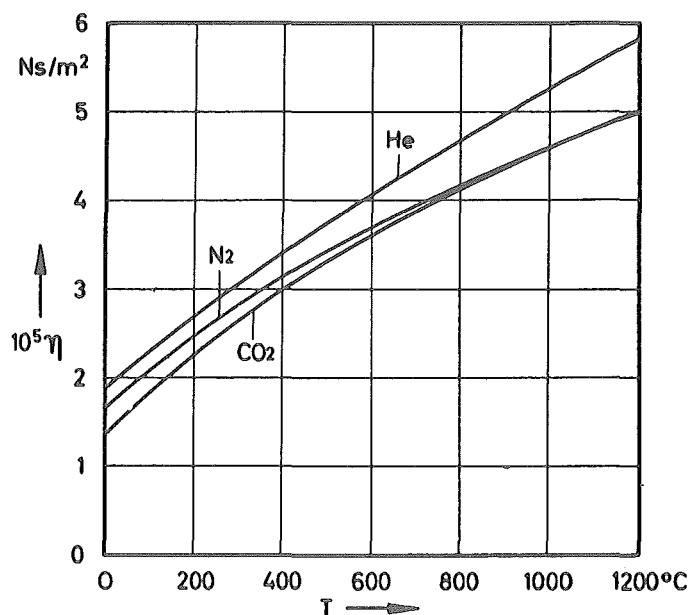
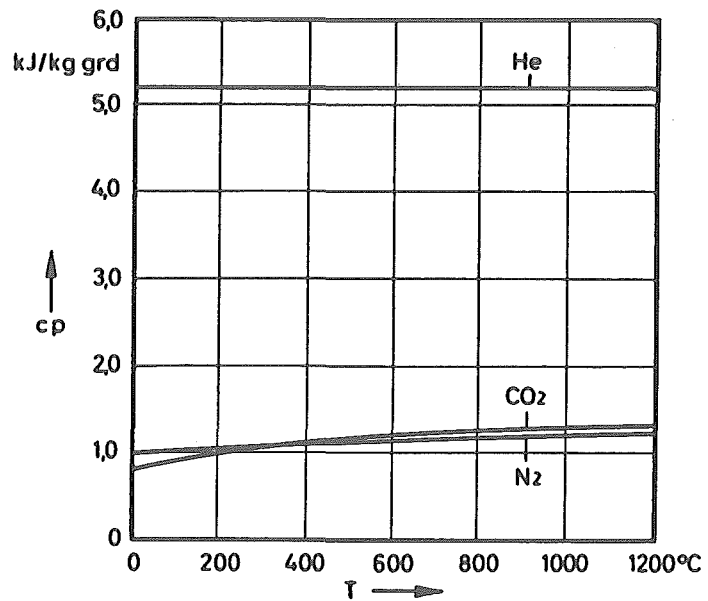


Abb. 32

Spezifische Wärme
als Funktion der
Temperatur



Spezifische Wärme c_p :

Die spezifische Wärme des He, N₂ und CO₂ beim konstanten Druck ist in Abb. 32 über der Temperatur dargestellt. Die spezifische Wärme von He ist über dem gesamten Temperaturbereich konstant und ungefähr fünfmal größer als die der anderen betrachteten Gase, so daß bei gleichem Massenstrom durch das Core und gleicher Aufheizspanne die fünffache Wärmemenge aus dem Core mit He abgeführt werden kann. Beim gleichen Volumenstrom dagegen ist die abgeführte Wärme aus dem Core mit CO₂ ca. 2,5 mal und mit N₂ ca. 1,6 mal größer als mit He.

Wärmeleitfähigkeit λ :

Die Wärmeleitfähigkeit dieser Kühlgase als Funktion der Temperatur ist in Abb. 33 dargestellt. Durch die höhere Wärmeleitfähig-

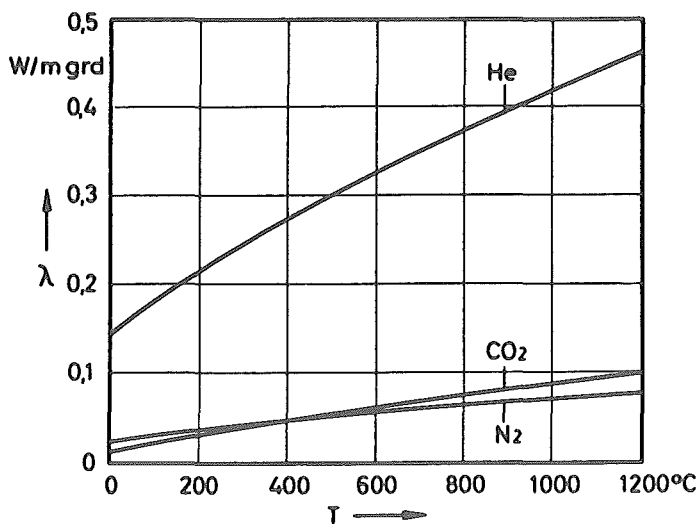


Abb. 33

Wärmeleitfähigkeit als
Funktion der Temperatur

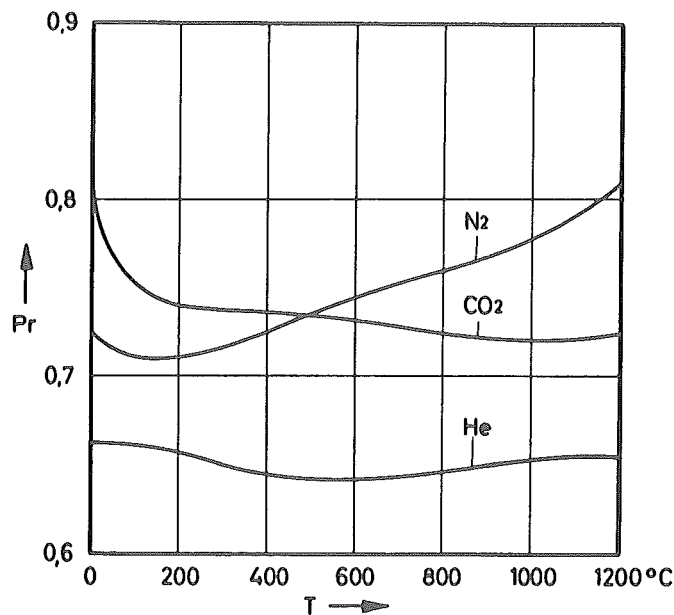


Abb. 34

Prandtlzahl als Funktion
der Temperatur

keit des He ergeben sich höhere Wärmeübergangszahlen bei gleicher Reynoldszahl, die wiederum einen höheren Wärmeaustausch zwischen den Brennelementoberflächen und dem Kühlgas verursachen. Dadurch kann mit He eine größere Wärmemenge pro Zeiteinheit bei gleichem Massenstrom während des instationären Vorgangs aus dem Core abgeführt werden im Gegensatz zu CO₂ oder N₂.

Prandtlzahl Pr:

Die Prandtl-Zahl, die für die Bestimmung der Nußelt-Zahl und des Reibungswertes benötigt wird, ist als Funktion der Temperatur in Abb. 34 dargestellt. Der Unterschied im betrachteten Temperaturbereich ist nicht erheblich.

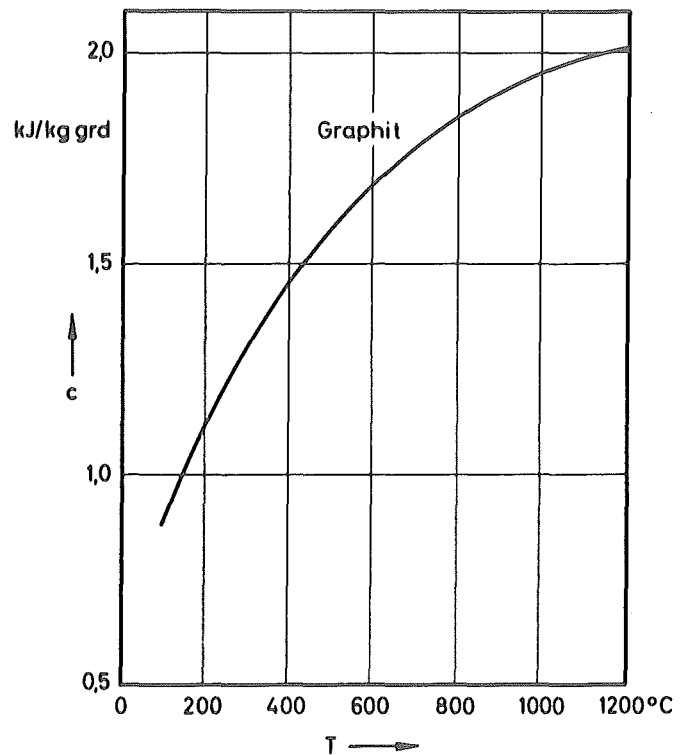
2. Graphit und Brennstoffmatrix

Spezifische Wärme C:

Die spezifische Wärme des Graphits über der Temperatur ist in Abb. 35 nach [25] dargestellt. Dieser Verlauf ist auch für die Brennstoffmatrix gültig. Ferner wird angenommen, daß sich die spezifische Wärme des Graphits durch die Bestrahlung im Reaktor nicht ändert.

Abb. 35

Spezifische Wärme als
Funktion der Temperatur

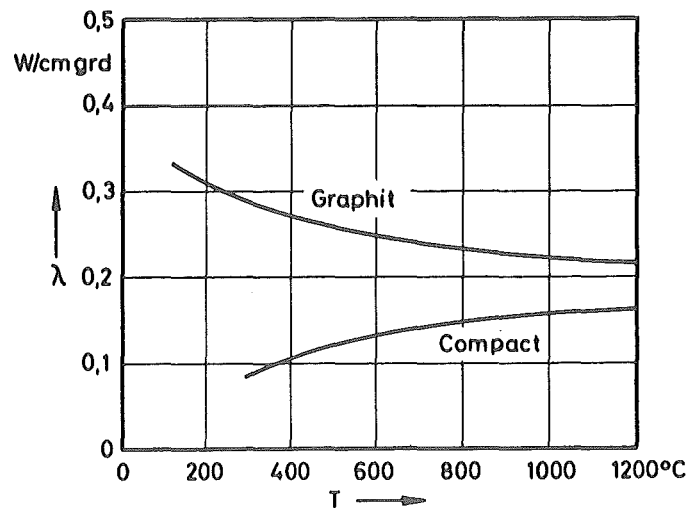


Wärmeleitfähigkeit λ :

Die Wärmeleitfähigkeit von Graphit nimmt durch die Bestrahlung im Reaktor stark ab. Die Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit bei einer mittleren Bestrahlungsdosis von $2,6 \cdot 10^{20} \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2}$ nach [26] ist in Abb. 36 dargestellt. Für die kugelförmigen Brennelemente ist die Wärmeleitfähigkeit der Brennstoffmatrix genauso wie die des Graphits. Da bei den prismatischen Brennelementen extra Compacts für die Brennstoffbohrungen hergestellt werden, die eine andere Wärmeleitfähigkeit besitzen als

Abb. 36

Wärmeleitfähigkeit
als Funktion der
Temperatur



Graphit, ist in Abb. 36 auch deren Abhängigkeit von der Temperatur bei einer Bestrahlungsdosis von $5 \cdot 10^{20} \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2}$ nach [25] dargestellt.

Dichte ρ :

Die Dichte des Graphits und der Brennstoffmatrix werden mit dem Wert $1,7 \text{ g/cm}^3$ angenommen.

3. Wärmeübergangszahl α und Reibungsbeiwert ψ

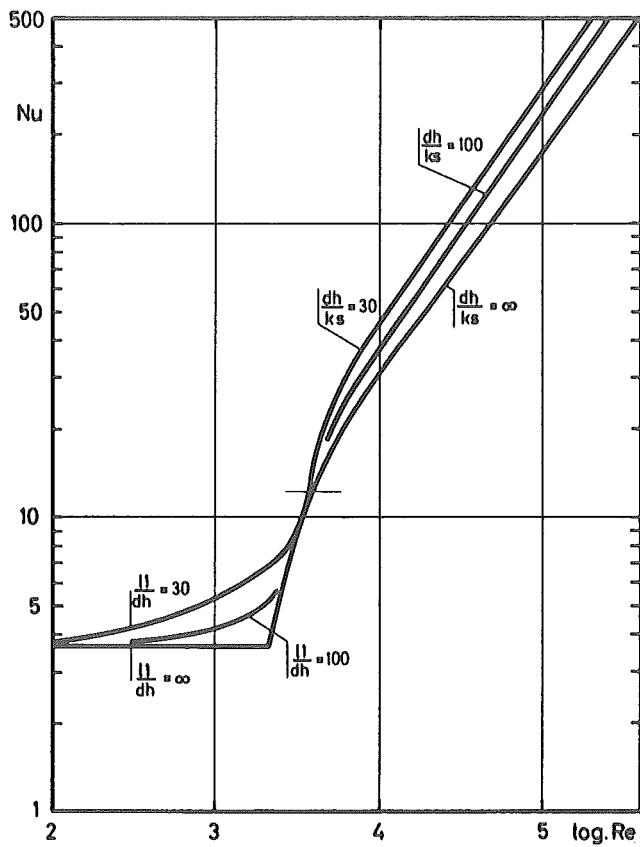
Die Wärmeübergangszahl α zur Bestimmung des Wärmeaustausches zwischen den Brennelementoberflächen und dem Kühlgas ist nach folgender Gleichung aus der Nußelt-Zahl Nu zu ermitteln, wenn die Wärmeleitfähigkeit des Kühlgases und der hydraulische Durchmesser bekannt sind.

$$\alpha = \frac{\text{Nu} \cdot \lambda}{d_h}$$

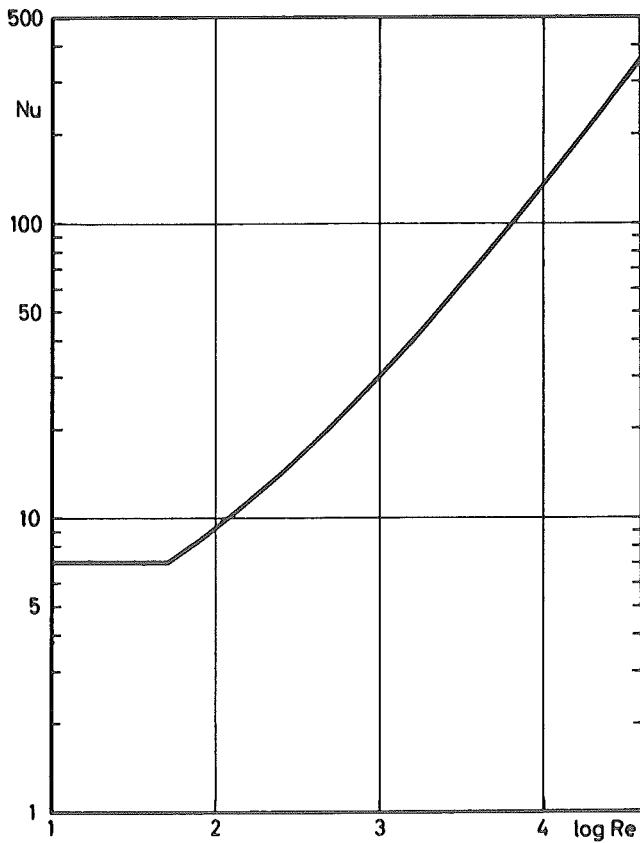
Die verschiedenen Gleichungen zur Ermittlung der Nußelt-Zahl Nu und des Reibungsbeiwertes ψ , die für die Untersuchungen zugrunde gelegt sind, sind in [5] für die Kugelschüttung und für prismatische Kanäle bei einer laminaren oder turbulenten Strömung detailliert angegeben worden. In Abb. 37 ist der Verlauf der Nußelt-Zahl Nu und in Abb. 38 des Reibungsbeiwertes ψ als Funktion der Reynoldszahl Re unter Annahme dieser Gleichungen für die prismatischen Kanäle und der Kugelschüttung dargestellt. Es wurde weiterhin angenommen, daß die prismatischen Kanäle als hydraulisch glatte Kanäle anzusehen sind, d.h. $\frac{d_h}{k_{s\infty}}$ bzw. $\frac{L_1}{d_h}$ in Abb. 37 und Abb. 38 sind für die Untersuchungen $k_{s\infty}$ gesetzt worden.

4. Wärmedurchgangszahl KZ im Rippenkühler

Die Wärmedurchgangszahl $KZ_{LO,WS}$ von der gasseitigen Lineroberfläche bis ins Kühlwasser in den Halbrohren wird nach Abschnitt Mc des VDI-WÄRMEATLAS [27] berechnet.



a) Prismatische Kanäle



b) Kugelschüttung

Abb. 37

Nußelt-Zahl Nu als Funktion der Reynoldszahl Re .

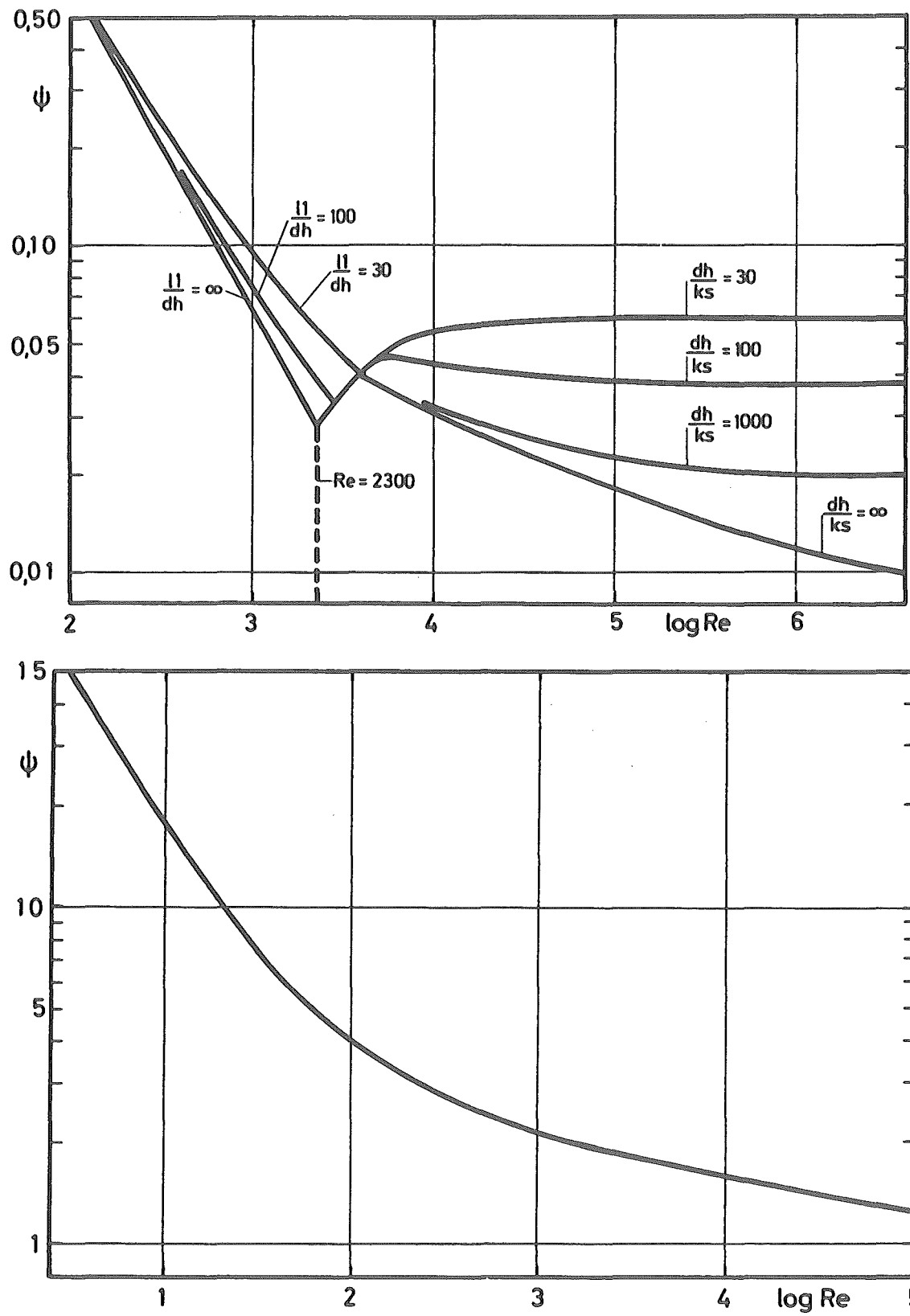


Abb. 38 Reibungsbeiwert ψ als Funktion der Reynoldszahl Re .

oben: Prismatische Kanäle;

unten: Kugelschüttung

$$\frac{1}{KZ_{LO,WS}} = \frac{1/2 \cdot sah}{1/2 \cdot srh + rh} \cdot \frac{1}{\alpha_{WS}} + \frac{1}{\epsilon' \cdot x} \cdot \frac{sl}{\lambda_{St}}$$

Die Wärmedurchgangszahl $KZ_{LO,WS}$ wurde nach dieser Gleichung auf Grund der geometrischen Daten des Rippenkühlers, der Wärmeübergangszahl an der Wasserseite $\alpha_{WS} = 5,85 \cdot 10^3 \text{ W/(m}^2 \cdot \text{grd)}$, der Korrekturfaktoren $\epsilon' = 0,9$ und $x = 0,87$ aus der Literaturstelle [27] und der Wärmeleitfähigkeit des Linerwerkstoffes, angenommen wurde Stahl mit $\lambda_{St} = 52 \text{ W/(m} \cdot \text{grd)}$, wie folgt ermittelt.

$$KZ_{LO,WS} = 1400 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \text{grd}}$$

Die Wärmedurchgangszahl KZ_{ges} von Gas bis Wasser ergibt sich wie folgt:

$$\frac{1}{KZ_{ges}} = \frac{1}{\alpha_{G,Kü}} + \frac{1}{KZ_{LO,WS}} \cdot \frac{F_{ü,Kü}}{F_{ü,L}}$$

wobei die Wärmeübertragungsfläche pro Längeneinheit des Kühlers $F_{ü,Kü}$ und des Liners $F_{ü,L}$ in Anhang B erläutert werden.

Anhang B Geometrische Größen

Es werden der hydraulische Durchmesser d_h , die Wärmeübertragungsfläche $F_{ü}$ pro Längeneinheit und die Strömungsfläche F_{str} im Core und im Rippenkühler, die für die Untersuchungen zugrunde gelegt worden sind, angegeben. Außerdem werden auch die Widerstandsbeiwerte ζ , die für die Berechnung der Umlenkungsdruckverluste benötigt wurden, nach Abschnitt Lc des VDI-WÄRME-ATLAS [27] angegeben.

1. Core

Kugelförmige BE

Prismatische BE

$$d_h = \frac{2}{3} \cdot \frac{\epsilon_{kg}}{1 - \epsilon_{kg}} \cdot d_{kg}$$

$$d_k$$

$$Fü = \frac{1,5 \cdot \pi \cdot d_c^2 \cdot (1 - \epsilon_{kg})}{d_{kg}}$$

$$\frac{\pi \cdot d_c^2 \cdot \epsilon_{pr}}{d_k}$$

$$F_{str} = \frac{\pi}{4} \cdot d_c^2 \cdot \epsilon_{kg}$$

$$\frac{\pi}{4} \cdot d_c^2 \cdot \epsilon_{pr}$$

2. Rippenkühler

Hydraulischer Durchmesser $d_h = \frac{2 \cdot s_1 \cdot s_3}{s_1 + s_3}$

Lineroberfläche $Fü_L = \pi \cdot DL$

Wirksame Wärmeübertragungsfläche des Rippenkühlers

$$Fü_{Kü} = FR \cdot nr + FLR$$

Es bedeuten:

Rippenoberfläche $FR = 2 \cdot hr \cdot nr$

Rippenwirkungsgrad

$$nr = \frac{1}{hr} \cdot \sqrt{\frac{\lambda r \cdot s_2}{2 \cdot \alpha_{G,Kü}}} \cdot \tanh \left(hr \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot \alpha_{G,Kü}}{\lambda r \cdot s_2}} \right)$$

Linerfläche zwischen den Rippen $FLR = (\pi \cdot DL - s_2 \cdot nr)$

Rippenhöhe $hr = s_3 + 1/2 \cdot s_1$

Anzahl der Rippen $nr = \frac{\pi \cdot (DL - s_3)}{s_1 + s_2}$

Wärmeleitfähigkeit λr des Rippenwerkstoffes angenommen wurde (Stahl).

Strömungsfläche $F_{str} = s_1 \cdot s_3 \cdot nr$

Widerstandsbeiwert ζ

Es treten Umlenkungsdruckverlust in dem oberen und unteren Reflektor und den Gasführungen zwischen Core und Rippenkühler auf. Folgende Widerstandsbeiwerte wurden angenommen:

Druckverlustbeiwert für eine Umlenkung im Deckenreflektor	= 1,2
Druckverlustbeiwert für eine Umlenkung im Bodenreflektor	= 1,2
Druckverlustbeiwert für Strömungseinlauf	= 0,4
Druckverlustbeiwert für Strömungsauslauf	= 0,6
Druckverlustbeiwert für Strömungstrennung	= 2,8
Druckverlustbeiwert für Strömungsvereinigung	= 1,6
Druckverlustbeiwert für die Strömung um Säulen des Bodenreflektors	= 0,3

Anhang C Temperaturen im Rippenmaterial

Die Temperaturen an der Kopfseite der Rippe werden nach folgender Gleichung aus der Literatur [28 (s. S. 32)] berechnet.

$$\theta_2 = \frac{\theta_1}{\cosh m \cdot hr}$$

Es bedeuten:

θ_1 = Temperaturdifferenz zwischen Kühlgas und Rippenfuß bzw. Lineroberfläche

θ_2 = Temperaturdifferenz zwischen Kühlgas und Rippenkopf

hr = Rippenhöhe

$$m = \sqrt{\frac{2 \cdot \alpha_{G,Kü}}{\lambda r \cdot s^2}}$$

λr = Wärmeleitfähigkeit des Rippenwerkstoffs

Die Rechnung ergibt am Kühlereintritt, daß die Rippenkopftem-

peratur ungefähr der Kühlgastemperatur entspricht und damit die Temperaturdifferenz zwischen dem Rippenkopf und dem Rippenfuß, bei einer zugrunde gelegten Liner- bzw. Rippenfußtemperatur von ca. 80 °C, sehr groß ist.

$$\theta_2 = \frac{830}{\cosh \sqrt{\frac{2 \cdot 100}{52,5 \cdot 0,003}} \cdot 0,2} \approx 1,5 \text{ °C}$$

Diese hohe Rippenkopftemperatur ist für normalen ferritischen Stahl nicht zulässig. Da die Temperaturdifferenzen in der Rippe über der Rippenlänge bei kälter werdendem Kühlgas immer kleiner werden treten Wärmespannungen auf. Durch die Verwendung von mehreren lamellenartigen Rippen über der Kühlerlänge statt einer einzigen Rippe können diese Spannungen vermieden werden. Damit ist es möglich, im Bereich der hohen Temperaturen einen hochwarfesten Stahl und in den Zonen niedrigerer Temperaturen normaler ferritischer Stahl, aus dem auch der Liner gefertigt ist, zu verwenden. Gleichzeitig kann durch Verkleinerung der Rippenhöhe, die Temperaturdifferenz in der Rippe erniedrigt werden. Im Bereich hoher Gastemperatur wird danach die Rippenhöhe z. B. 3 cm, um dann stufenweise die Rippe über die Kühlerlänge bis auf 20 cm, dem ursprünglichen Auslegungswert, zu erhöhen. Für die Rippe am Kühlereintritt berechnet sich die Rippenkopftemperatur mit der Wärmeleitfähigkeit $\lambda_r = 27,3 \text{ W/(m} \cdot \text{grad)}$ |29| wie folgt:

$$\theta_2 = \frac{830}{\cosh \sqrt{\frac{2 \cdot 100}{27,3 \cdot 0,003}} \cdot 0,03} \approx 360 \text{ °C}$$

Mit einer Kühlgastemperatur von ca. 900 °C beträgt die Rippenkopftemperatur ungefähr 540 °C.

Der Wärmestrom durch den Rippenfuß ergibt sich nach folgender Gleichung |28|:

$$Q = m \cdot \lambda_r \cdot Fr \cdot \theta_1 \cdot \tanh(m \cdot hr)$$

wobei Fr die Rippenquerschnittsfläche bedeutet.


Das Verhältnis der abführbaren Wärmemenge am Kühlereintritt zwischen den bisher angenommenen Rippenabmessungen und deren Werkstoff und der neuen gewählten 3 cm Rippe ergibt sich wie folgt:

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{(m \cdot \lambda r \cdot \tanh(m \cdot hr))_1}{(m \cdot \lambda r \cdot \tanh(m \cdot hr))_2}$$
$$= \frac{35,6 \cdot 52,5 \cdot 1,0}{49,4 \cdot 27,3 \cdot 0,9} \approx 1,5$$

Das Ergebnis besagt, daß mit der bisher angenommenen Rippe die abführbare Wärmemenge 1,5 mal größer ist als mit neu zugrunde gelegter Rippe. Die über die ganze Kühlerhöhe abführbare Wärmemenge wurde für den lamellenbestückten Rippenkühler nicht berechnet. Es ist jedoch zu erwarten, daß aufgrund der anderen Wärmestromverteilung über der Rippenlänge nur ein geringer Unterschied in der Gesamtwärmesenke auftritt.

Symbole und Indizes

c_p	spez. Wärme des Kühlgases bei konstantem Druck	$\frac{J}{kg \cdot ^\circ C}$
C	spez. Wärme fester Werkstoffe	$\frac{J}{kg \cdot ^\circ C}$
d	Durchmesser	m
DL	Linerdurchmesser	m
F	Fläche	m^2
F_u	Wärmeübertragungsfläche pro Längeneinheit	m
g	Erdbeschleunigung	m/s^2
h	spez. Enthalpie des Kühlgases	J/kg
H	Höhe	m
K	Anzahl der Axialzonen im Kühler	-
KZ	Wärmedurchgangszahl	$\frac{W}{m^2 \cdot ^\circ C}$
L	Länge	m
LD	Leistungsdichte	MW/m ³
\dot{m}	Massenstrom	kg/s
n	Anzahl der Umlenkungen im Kreislauf	-
N	Anzahl der radialen Maschenpunkte in einer Brennelementzone	-
NN	Anzahl der axialen Maschenpunkte über der Corehöhe	-
p	Kühlgasdruck	bar
P	Leistung	MW
Pr	Prandl-Zahl	-
q	Wärmestrangdichte	W/m^2
Q	Wärmestrom	W

r	mikroskopische Ortskoordinate in radialer Richtung	cm
\vec{r}	Raumkoordinate des Cores	m
R	Makroskopische Ortskoordinate in radialer Richtung	m
Re	Reynolds-Zahl	-
rh	Radius eines Halbrohres	cm
s1	Abstand zweier Rippen	cm
s2	Rippendicke	cm
s3	Rippenhöhe	cm
sah	Abstand zweier Halbrohre	cm
s1	Linerdicke	cm
srh	Wanddicke eines Halbrohres	cm
sLA	Rippenlänge	m
t	Temperatur des Kühlmittels	K
T	Temperatur fester Werkstoffe	K
tw	Wassertemperatur	K
u	spez. Innere Energie des Kühlmittels	J/kg
w	Kühlmittelgeschwindigkeit in Z-Richtung	m/s
W	Wärmequellstärke in festen Werkstoffen	W/cm ³
y	spez. Strömungsarbeit	J/kg
Z	mikro- bzw. makroskopische Ortskoordinate in axialer Richtung	m
α	Wärmeübergangszahl 	$\frac{W}{m^2 \cdot \text{grd}}$
Δp	Druckverlust im Kreislauf	bar
Δr	Abstand zweier benachbarter Maschenpunkten in Radialrichtung	cm
ΔZ	Abstand zweier benachbarter Maschenpunkten in Axialrichtung	m
ϵ	Lückenvolumenanteil	-
ζ	Widerstandsbeiwert	-

η	Dynamische Zähigkeit	$\frac{N \cdot s}{m^2}$
η_{GB}	Gebläsewirkungsgrad	-
η_{ges}	Gesamtwirkungsgrad	-
λ	Wärmeleit zahl	$\frac{W}{m \cdot ^\circ C}$
ρ	Dichte	kg/m^3
τ	Zeit	sec
ψ	Reibungsbeiwert	-

Indizes

a	Austritt	N	Nachwärme
A	Außen	NB	Normalbetrieb
ab	Abgeführt	ob	Oberfläche
Br	Brennstoffmatrix	OR	Obere-Reflektor
c	Core	pr	prismatisch
e	Eintritt	R	Reflektor
el	elektrisch	S	Graphitschale
F	Festkörper	str	Strömung
G	Kühlgas	sys	System
GB	Kühlgasgebläse	T	Trennungsfläche zw. Brennstoffmatrix und Graphitschale
ges	Gesamt		
h	Hydraulisch	th	thermisch
K	Kühlkanal	Um	Umlenkung
Kg	Kugel	UR	Unterer-Reflektor
Kr	Kreislauf	zu	Zugeführt
Kü	Kühler	+	Größe nach dem Zeitschritt
M	Maximal		

Literaturverzeichnis

- [1] Konzeptstudie für das HHT-Demonstrationskraftwerk in nichtintegrierter Bauweise
Interner Bericht, IRE/I-19/70, KFA-Jülich

- [2] R. Schulten The application of nuclear process
K. Kugeler Heat for process Techniques
U. Hansen AED-CONF-71-100-18, Germany, 1971
E. Teuchert 4 th U.N. Int. Conference, Geneva.
W. Cautius

- [3] Thorium-Hochtemperaturreaktor Association.
Sicherheitsbericht des THTR-Prototyp
300 MWe, 1969

- [4] U. Hansen Some physics aspects of a small
R. Schulten "ONCE THROUGH" pebble-bed reactor presented
E. Teuchert at the 1970 ANS-Winter-Meeting, Washington.

- [5] J. Singh Berechnung der Wärmeabfuhr durch Natur-
K.U. Schneider konvektion im stationären Bereich bei
gasgekühlten Reaktoren mit Hilfe des
Computer-Programms "NAKOSTA".
JÜL - 770 - RG, 1971

- [6] D. Biedermann Berechnung der instationären mikrosko-
pischen Temperaturverteilung in Matrix-
brennstoffelementen mit Hilfe eines im-
pliziten Differenzverfahren
JÜL - 526 - RE, 1968

- [7] An evaluation of High-Temperatur
Gas-Cooled-Reaktors.
WASH 1085, 1969

- [8] H. Barnert Sicherheitsbetrachtung zu einem nicht-
integrierten Prozeßwärme-Reaktor
Reaktortagung, Bonn, 1971

- [9] H.S. Carslaw Conduction of Heat in Solids
J.C. Jaeger Oxford, 1959

- [10] U. Grigull Die Grundgesetze der Wärmeübertragung
Springer, 1963

- [11] Bird, Stewart Transport Phenomena
Lightfoot John Wiley, New York, 1960

- [12] Hetsroni,
Wacholder
Haber Heat Conduction in Reaktor Fuel Elements
Nucl. Sci. Eng., 37, 329 (1969).
- [13] R.D. Richtmeyer Difference Methods for Initial-Value
K.W. Morton Problems
John Wiley, New York, 1967
- [14] Bronstein Taschenbuch der Mathematik
Semendjajew VEB Ed. Leipzig, 1961
- [15] W.E. Knabe The activity of the fission products
G.E. Putnam of U-235
APEX - 448, 1968
- [16] P. Zigmann γ -Energie release and ionisation rates
J. Mackin following thermal neutron fission of
U-235
Health Physics Vol. 5, 1961
- [17] H. Ragoß Private Mitteilung
- [18] J. Baier Berechnung und Konstruktion eines
einstufigen Turbogebläses zur För-
derung von Helium im geschlossenen
Kreislauf eines Reaktors.
Studienarbeit T.H. Aachen, 1966
- [19] G. Dibelius Vorlesung-Mitteilungen
T.H. Aachen
- [20] H. Barnert Private Mitteilung
- [21] Böttgenbach Zeit- und ortsabhängige Temperatur-
Bonka und Spannungsverteilung in einer
Pagenkämper frischen Brennelementkugel.
Interner Bericht, IRE-17-71
KFA-Jülich
- [22] W. Hlubek Das stationäre Betriebsverhalten von
Gasturbinen
Diss. T.H. Aachen, 1970
- [23] R. Harth Thermodynamische Stoffwerte von HELIUM
K. Hammeke JÜL - 666 - RB, 1970
- [24] Landolt Zahlenwerte und Funktionen.
Börnstein Bd. II, Springer, 1968

- [25] M.R. Everett Graphite behaviour in relation to fuel
u.a. element design.
D.P. Report 685, 1969
- [26] L. Binkele Private Mitteilung
- [27] VDI - WÄRMEATLAS
Düsseldorf, 1963
- [28] E.R.G. Eckert Wärme- und Stoffaustausch.
Springer, 1966
- [29] VDM - Handbuch
Frankfurt, 1960

